INFLUENCE

DE

L'INTENSITÉ MAXIMUM DU COURANT

SUR LE

SPECTRE DE LA DÉCHARGE OSCILLANTE

PAR LE

Dr PAUL JOYE

FRIBOURG (Suisse)
IMPRIMERIE FRAGNIÈRE FRÈRES
—
1909

INFLUENCE

DE

L'INTENSITÉ MAXIMUM DU COURANT

SUR LE

SPECTRE DE LA DÉCHARGE OSCILLANTE

THÈSE

PRÉSENTÉE A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE FRIBOURG (SUISSE)

POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

ACAD.
MED.BAT.
BIBL.

PAR

PAUL JOYE

de Romont

FRIBOURG (Suisse)

IMPRIMERIE FRAGNIÈRE FRÈRES

—

1909

Extrait des Mémoires
de la Société fribourgeoise des Sciences naturelles
Série: Mathématiques et Physique. Vol. I, Fasc. 2.

A mes Parents

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545307_0031

Introduction.

Nous connaissons trois modes de production électrique du spectre d'émission: la décharge dans les gaz raréfiés, l'arc électrique et l'étincelle électrique. Nous ne nous arrêterons pas au premier procédé; le second ne nous intéressera qu'incidemment, lorsque nous pourrons trouver une relation entre le spectre d'un métal dans l'arc et son spectre dans l'étincelle; le troisième est celui que nous avons employé dans ces recherches. Nous lui consacrons un court historique servant d'introduction à nos travaux.

Fraunhofer, le premier, constate en 1817 que l'étincelle électrique éclatant entre électrodes métalliques donne un spectre; Wheatstone et Talbot observent que le spectre diffère suivant le métal des électrodes. Nous ne nous arrêterons pas à ces premiers travaux.[1] Signalons les recherches de Masson et de A. J. Ångström qui nous intéressent plus spécialement. Masson fait éclater l'étincelle dans différents gaz, à différentes pressions; il constate que les lignes du spectre dépendent des électrodes et que le gaz ambiant n'a pas d'influence reconnaissable sur la production du spectre.[2] Ce dernier point sera reconnu inexact. A. J. Ångström remarque que le spectre obtenu comprend deux espèces de lignes: celles du spectre du métal employé comme électrodes, et celles du spectre du gaz ambiant.[3]

L'étincelle électrique est dans la plupart des cas produite par le secondaire d'une bobine de Rumkorff. Plusieurs savants[4] remarquèrent très vite que le spectre dépendait de la bobine; en particulier, du condensateur au primaire et de la résistance ou de la longueur du secondaire. M. Demarçay fait une remarque importante. «.... Ainsi une bobine donnant des étincelles de 0,006 m et qui, actionnée par

---

[1]) KAYSER, Handbuch der Spektralanalyse, B. 2, p. 175.

[2]) A. MASSON, Ann. chim. et phys. (3) *31*, 1851 et ibid. *45*, 1854.

[3]) A. ÅNGSTRÖM, Pogg. Ann. *94*, 1855.

[4]) *Lecoq de Boisbaudran*, C. R. 77, 1875, et DEMARÇAY, Spectres électriques, chez Gauthier-Villars, Paris.

un courant de 5 ampères, fournit seulement les spectres les plus aisés à obtenir (*Cu, Zn, Cd, Ag*), fournissait déjà avec 10 ampères et un condensateur convenable les spectres de lignes du *Ti*, du *Ni*, et un spectre de bandes du *Zn*. Avec 20 ampères, elle donnait celui du *Ta*, de l'*Ur* et du *Th*.[5] L'intensité du courant a atteint dans le circuit de l'étincelle une valeur suffisante pour produire les spectres des métaux à point de fusion élevé.[6]» Elle s'accroîtra beaucoup plus encore si, en parallèle avec la bobine est placé un condensateur. Poggendorf et Gassiot [7] trouvent en même temps, en 1855, que l'introduction d'un condensateur raccourcit considérablement la longueur de l'étincelle fournie par la bobine, mais la rend plus éclatante et plus bruyante. Le spectre de l'étincelle condensée est différent du spectre de l'étincelle ordinaire ; dans ce dernier les lignes du gaz sont plus intenses que les raies dites métalliques, qui sont à peine visibles ; le spectre de l'étincelle condensée est au contraire caractérisé par des lignes intenses dues au métal des électrodes ; les lignes dues au gaz ambiant peuvent être même complètement absentes.

«Le condensateur placé en parallèle sur la bobine secondaire agit, pour une part, de telle façon que la quantité d'électricité qui passe dans l'étincelle est augmentée aux dépens de la tension ; l'électricité provenant de la bobine charge d'abord les bouteilles de Leyde, et celles-ci donnent lieu à des *décharges oscillantes* entre les électrodes.» M. H. Kayser, à qui nous empruntons ce passage, ajoute en note : «Lecoq de Boisbaudran dit avec raison : on considère ordinairement que seule, dans la décharge oscillante, la température s'est élevée ; je crois pour mon compte qu'il y a une action particulière à ce mode de décharge.»[8] Les savants qui se sont occupés de l'étincelle électrique condensée, ont émis quelques hypothèses sur le mécanisme lumineux de l'étincelle. En admettant que la résistance de l'étincelle est très grande, la chaleur de

---

[5]) E. Demarçay, C. R. *100*, 1885.

[6]) Dans son ouvrage : *Spectres électriques*, E. Demarçay indique une construction de bobine Rumkorff, où le fil du secondaire est plus gros et plus court que dans les bobines ordinaires ; il obtient avec cette bobine des spectres d'étincelles qui se rapprochent beaucoup plus des spectres d'arc que des spectres d'étincelles oscillantes.

[7]) Von Kayser, loc. cit., p. 687.

[8]) Kayser, *loc. cit.*, p. 182 et *Lecoq de Boisbaudran*, C. R. *77*, 1873.

Joule développée par le passage d'une quantité d'électricité est suffisante pour amener à l'incandescence les particules métalliques arrachées aux électrodes par l'étincelle.

« La luminiscence de l'air qui entoure les électrodes n'est pas, dit Ångström,[9] le résultat de la combustion de l'azote dans l'oxygène mais simplement un phénomène d'incandescence. » Le phénomène des raies brillantes du spectre serait un cas particulier de la phosphorescence à très haute température.

Dewar estime que la température dans l'étincelle est comprise entre 10 000° et 15 000°. Des expériences directes de Villari ont donné au maximum 235° dans l'air ; dans l'hydrogène la température est plus basse.

Il n'est pas *douteux* cependant que la température de l'étincelle doive être très élevée, puisque les corps les plus réfractaires à la fusion, comme le charbon, sont vaporisés dans l'étincelle ; mais il n'est pas du tout *prouvé* que l'émission lumineuse soit le résultat de la haute température.

Les travaux récents de MM. Schuster et Hemsalech,[10] Berndt,[11] Hemsalech, Huff,[12] Schenck,[13] Néculcéa,[14] nous apportent quelques faits nouveaux qui nous permettent de pénétrer plus avant dans la spectroscopie de l'étincelle électrique.

En introduisant dans le circuit de décharge d'un condensateur une self-induction, l'aspect du spectre obtenu change : les lignes du gaz ambiant s'affaiblissent, les lignes du métal formant les électrodes de-

---

[9]) J. ÅNGSTRÖM. Pogg. Ann. *94*, 1855.

[10]) SCHUSTER *et* HEMSALECH. On the constitution of the electric spark. Phil. trans. *193 A*, 1889, et G. *Hemsalech*. Recherches expérimentales sur les spectres d'étincelles. Paris, chez A. Hermann, 1901.

[11]) BERNDT. Über den Einfluss von Selbstinduktion auf die durch den Induktionsfunken erzeugten Metallspektra im Ultra-violett (Inaug.-Dissertation Halle a. S.), 1901.

[12]) W. B. HUFF. The spectra of Mercury. Astrophys. Journ. *12* (p. 103—119), 1900.

[13]) C. C. SCHENCK. Some properties of the electric spark and its spectrum. Astrophys. Journal *14* (116—135), 1901.

[14]) E. NÉCULCÉA. Thèses présentées à la Faculté des sciences, Paris. — Recherches théoriques et expérimentales sur la constitution des spectres ultra-violets d'étincelles oscillantes. Paris, «Eclairage électrique», 1906.

viennent plus nettes et changent de caractère. Une classification entre les lignes peut être introduite suivant leur manière de se comporter sous l'action de la self-induction croissante. La plupart des lignes subissent une diminution rapide d'intensité; ce sont des raies de haute température, des raies dites «d'étincelle»; elles forment le premier groupe.

Le second groupe comprend les lignes qui diminuent très peu d'intensité sous l'action de la self-induction; ce sont les lignes communes à l'étincelle et à l'arc. La troisième classe est formée par les raies qui augmentent d'intensité sous l'action de la self-induction. Les raies de haute température qui disparaissent les premières, semblent indiquer que l'augmentation de la self-induction du circuit abaisse la température, et que l'effet thermique est suffisant pour expliquer la disparition des raies. Les expériences de J. Berndt qui remplace la self-induction par une résistance ohmique équivalente, et qui trouve dans le dernier cas que la disparition des lignes est moins rapide, prouvent que l'effet thermique ne peut expliquer complètement le phénomène. M. Hemsalech lui-même a institué quelques expériences qui tendent à prouver[15] que l'effet prédominant dans la production des spectres d'étincelles doit être d'ordre électrique. En comparant les résultats de M. Berndt avec ceux de MM. Hemsalech et Néculcéa la conclusion ci-dessus s'impose encore plus.

En effet, les conditions électriques du circuit sont, dans chacun de ces travaux, très différentes; les résultats spectroscopiques le sont aussi. Des lignes qui ont presque totalement disparu, d'après les observations de M. Néculcéa pour une self-induction donnée, sont encore très visibles pour la même valeur de la self-induction dans les tables de M. Berndt.[16] A quoi cela tient-il? Aux conditions électriques. Le but de notre travail est de chercher: 1° A fixer les conditions électriques de l'étincelle oscillante; 2° à étudier l'influence de ces variations sur le spectre de différents métaux. Parmi ces conditions, quelles sont les plus importantes à connaître au point de vue de l'analyse spec-

---

[15]) Voir HEMSALECH, Journal de Physique, 1899, p. 437—444, et aussi B. HASSELBERG, ibid., p. 153.

[16]) On observe les mêmes divergences en comparant les travaux de M Hemsalech avec ceux de M. Berndt.

trale ?[17] Il semble, puisque l'émission des lignes ne dépend que peu de la température moyenne de l'étincelle, que la valeur *moyenne* de l'énergie ne nous intéresse pas beaucoup. La connaissance de la valeur *instantanée* paraît beaucoup plus importante. Cette valeur est en effet proportionnelle à la résistance de l'étincelle et au carré de l'intensité maximale du courant. Nous allons chercher à déterminer cette intensité. Nous laisserons constantes pour tous les métaux la longueur d'étincelle et les conditions électriques, sauf la self-induction que nous varierons graduellement. Des séries de photographies spectrales enregistreront les effets de la variation de la self-induction sur le spectre de l'étincelle.

Nous ferons ces essais dans deux gaz, l'oxygène et l'hydrogène ; l'étude des travaux sur les décharges dans l'hydrogène [18] nous montre quelques particularités qui nous encouragent à étudier comparativement les spectres des métaux et leurs conditions électriques dans deux gaz.

Nous avons divisé notre travail en cinq parties :

1re partie. – Le spectrographe, son installation et son réglage.
2e » – Production de l'étincelle électrique. — Installation.
3e » – Mesures électriques dans le circuit de l'étincelle.
4e » – Mesures spectroscopiques.
5e » – Tableaux spectroscopiques.

[17]) Dans le volume XIV de l'*Astrophysical Journal* est résumé un travail de M. C. C. Schenck que nous avons déjà cité en note. Il étudie le spectre du cadmium en photographiant les lignes spectrales sur un miroir tournant et détermine ainsi pour un certain nombre de lignes la période de l'oscillation électrique ; elle semble variable suivant les lignes.

[18]) Le spectre de l'étincelle oscillante dans l'hydrogène a été étudié par Masson ; il trouve que le spectre est le même quelque soit le gaz ambiant. Nous ne citerons pas les recherches sur les spectres de l'hydrogène dans les tubes de Geissler. Nous ne retiendrons que les travaux de H. CREW. On the arc spectra of some metal as influenced by atmosphere of hydrogen. Astrophys. Journ. *12* (167—175). M. Crew a reconnu que l'arc entre électrodes de *Zn*, d'*Ag*, de *Fer* présente dans l'hydrogène, par rapport au spectre dans l'air, quelques lignes affaiblies, d'autres plus fortes, d'autres enfin invariables ; le fer a montré quelques lignes nouvelles. Voir aussi les travaux de BASQUIN dans Astrophys. Journ. *14*, 1901.

Ire PARTIE.

Le spectrographe et son réglage.

Chapitre I.

LE SPECTROGRAPHE.

Le spectrographe à lentilles et à prismes de quartz que nous avons employé pour ces recherches, a été construit par la maison C. A. Steinheil Söhne, à Munich. Il se distingue extérieurement des spectrographes déjà employés de V. Schumann, de Hilger et d'autres encore par un système très soigné de deux vis micrométriques à tambour qui permettent de placer la plaque de façon très précise dans le plan focal; soit en déplaçant la mise au point, soit en variant l'inclinaison de la plaque par rapport à l'axe optique. La photographie que l'on trouvera plus loin nous dispense de donner une description détaillée de cet appareil.[1] Le système optique de ce spectrographe mérite cependant une attention spéciale.

La plupart des constructeurs donnent aux lentilles des appareils spectraux la forme plan-convexe en tournant la face plane vers la fente du collimateur pour la première lentille et vers la plaque photographique pour la seconde. M. Néculcéa [2] a essayé de justifier théoriquement l'emploi de la lentille plan-convexe. Il calcule, en premier lieu, *l'aberration longitudinale* d'une lentille de rayon R et R': il résulte de l'équation que l'aberration longitudinale n'est jamais nulle; en cherchant son minimum, on trouve qu'il est réalisé lorsque dans l'ultra-violet, où l'indice de réfraction du quartz est environ $^8/_5$, le rapport des rayons de courbure est en moyenne $^1/_{14}$. Considérant la petitesse de ce rapport qui est compris entre $^1/_{11}$ et $^1/_{114}$ pour les radiations *Cd* 2747 et *Al.* 1860, M. Néculcéa conclut : «Cela est parfait au point de vue théorique, mais au point de vue pratique, il y a une

[1]) Voir Zeitschrift für Instrumentenkunde *22*, 1902, S. 261, et *24*, 1904, S. 230.

[2]) NÉCULCÉA, Thèses présentées à la Faculté des sciences de Paris, p. 126 à 130; édition de l'«Eclairage électrique».

foule de difficultés qui se présentent lorsque l'on veut tailler une lentille de grand rayon de courbure ; d'autre part, les opticiens sont infiniment mieux outillés pour les petits rayons de courbure qu'ils réussissent très bien ainsi que les surfaces planes de petite étendue. Il est donc infiniment préférable de substituer à la face de grand rayon de courbure une face plane. De sorte que l'on fera usage de la formule très simple :

$$\frac{1}{f} = (n - 1)\frac{1}{R}$$

pour calculer le rayon de courbure de la face courbe de notre lentille plan-convexe.[3]» La correction totale de l'aberration sphérique n'est pas absolument nécessaire dans la plus grande partie des cas, où l'on a à employer un spectrographe. Car l'usage des diaphragmes corrige l'aberration dans de notables proportions. Mais cette méthode a le grand inconvénient de restreindre la luminosité des appareils. Obtenir une bonne définition des raies spectrales avec une grande luminosité semblent être des conditions contradictoires, puisque l'aberration sphérique dépend, comme la luminosité, du rapport du diamètre utile de la lentille au foyer.

Comme l'a indiqué M. Néculcéa, aucune taille sphérique des lentilles ne peut corriger *complètement* l'aberration sphérique. Cependant, prenant comme rapport des rayons de courbure la valeur $^1/_6$ ou $^1/_{11}$ on réduit au minimum ce défaut et l'on évite l'emploi des diaphragmes de petits diamètres.[4]

Il semblerait donc inutile, à ce point de vue, de construire des spectrographes de grandes dimensions et très lumineux qui ne pourront donner une suffisante définition des lignes spectrales, si M. H. Lehmann n'était arrivé par un procédé spécial à tailler des lentilles simples de grand diamètre, dont l'aberration sphérique est très petite.

Au moyen de «retouches» qui transforment la surface sphérique de la lentille en *Ovale de Descartes*, il est parvenu à obtenir que tous les rayons parallèles à l'axe qui coupent la lentille du centre au bord viennent se réunir au même point : le foyer de la lentille.

Mais les rayons qui pénètrent dans la lentille en faisant un angle avec l'axe et qui ne se coupent pas dans le plan focal ont une influence

---

[3]) NÉCULCÉA, loc. cit. 131—133.

[4]) LEHMANN, loc. cit. *24*, 1904, p. 230. — LEHMANN, loc. cit. *22*, 1902, p. 261.

fâcheuse sur la netteté du spectre. Un choix convenable du rapport des rayons de courbure rend minimum l'aberration sphérique en dehors de l'axe — appelée aussi coma. En résumé, on peut tailler en employant le système des retouches, des lentilles sans aberration sphérique suivant l'axe; et en prenant, comme l'indique M. Lehmann, le rapport de courbure égal à $^1/_{27}$ on rend le coma extrêmement petit, négligeable.

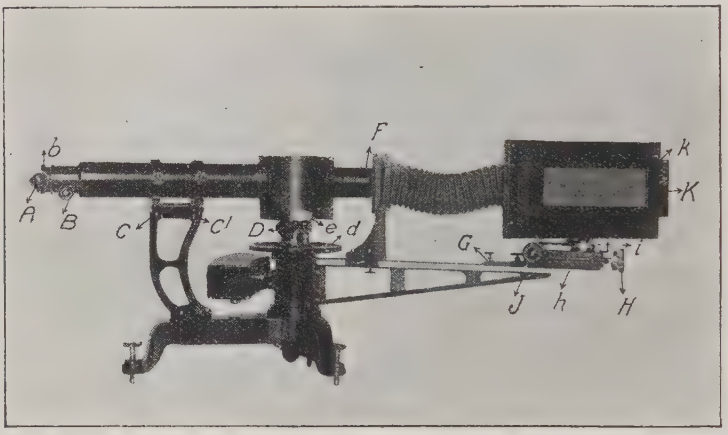


Figure 1: Le spectrographe.

A – vis micrométrique commandant la largeur de la fente.

B – vis commandant la longueur du collimateur; en *b* la lecture se fait en millimètres.

C et C' – vis de rappel et de serrage permettant d'installer le collimateur à la position horizontale.

D – vis de serrage fixant l'angle que font le collimateur et la chambre photographique ; la lecture se fait en *d* au moyen de la loupe visible sur la figure ; le cercle est divisé en degrés et un vernier permet de lire la minute.

F – Monture hélicoïdale, munie d'une division arbitraire permettant de rapprocher l'objectif du prisme.

G – vis de serrage du charriot porte-plaque qui peut occuper trois positions ; dans la figure, il occupe la position médiane.

H – vis micrométrique, qui commande le déplacement de la chambre photographique, mobile sur des glissières. La lecture au millimètre se fait en *h* ; celle au $^1/_{100}$ se fait sur le tambour de la vis.

J – vis micrométrique commandant l'inclinaison du châssis ; la lecture en 0° se fait sur l'axe de rotation en *i* ; celle en $^1/_{100}$ de 0° se lit sur le tambour de la vis.

K – vis moletée permettant de déplacer la plaque photographique dans le sens vertical, et d'obtenir ainsi des séries de photographies; une échelle divisée en millimètre mesure des déplacements égaux.

L'achromatisme des lentilles est corrigé en inclinant le châssis porte-plaque sur l'axe optique. Nous reverrons plus loin l'importance de cette inclinaison.

Les lentilles sont taillées parallèlement à l'axe du cristal, afin d'éviter la double réfraction ; elles ont pour la raie jaune du sodium un foyer de 411,22 mm et une ouverture de 40 mm soit une luminosité de $^1/_{10}$.

Le prisme est du système de Cornu; il se compose de deux prismes de 30° taillés l'un dans un cristal de quartz droit, l'autre dans un cristal de quartz gauche, afin d'éviter la double réfraction. Pour chaque prisme l'une des faces de l'angle dièdre réfringent est prise perpendiculairement à l'axe optique du cristal. Il ne se produit ainsi aucune polarisation circulaire. Les deux prismes sont accolés par la face de l'angle droit la plus étendue, sans aucune matière, telle que l'eau ou la glycérine, pour assurer l'adhésion. Les surfaces optiques sont taillées et assemblées à l'abri de toute poussière, de telle façon que la pression atmosphérique suffit à les maintenir unies sans aucune trace d'irrisation ; pour les séparer il faut un effort de quelques kilogrammes.

L'appareil porte encore un tube, non visible sur la figure, muni d'une échelle divisée transparente, que l'on peut projeter et photographier sur la plaque ; le système est muni de toutes les graduations nécessaires pour faciliter l'installation.

Le diamètre des surfaces du prisme est de 50 mm.

La fente construite par Hilger à Londres est munie d'un curseur avec ouverture angulaire qui permet de restreindre sa hauteur ; celle-ci fut calculée de façon qu'un déplacement vertical de 3 mm de la chambre

photographique, donne une image qui n'empiète pas sur les suivantes. On peut ainsi photographier 16 spectres sur la même plaque. La largeur de la fente a été de 0,02 mm, pendant toutes les expériences. Le format des plaques employées était $\frac{13 \times 18}{2}$ soit $6{,}5 \times 18$.

L'appareil ne comporte *aucun diaphragme.*

Chapitre II.

INSTALLATION DU SPECTROGRAPHE.

Le spectrographe est installé sur une table très solide dont les pieds sont calés de façon à ne pas bouger. Les trois vis calantes de l'appareil sont engagées dans trois crapaudines de deux centimètres de haut. Chacune est noyée dans une couche de paraffine coulée sur une plaque en ardoise, fixée elle-même solidement à la table. Les alentours de la table sont dégagés; on peut circuler autour de l'appareil.

Les premières conditions d'une bonne installation sont : 1° que l'axe de rotation qui porte la tablette du prisme soit vertical; 2° que le bras qui porte la chambre photographique soit perpendiculaire à cet axe ; nous supposons, ce qui est le cas, que l'appareil est suffisamment bien travaillé pour que la chambre photographique soit perpendiculaire à son support et que la vis la déplace parallèlement à elle-même. Pour pouvoir réaliser ces conditions il faut que l'appareil se démonte aisément; ce n'est pas tout à fait le cas du spectrographe de Steinheil ; cependant nous avons pu enlever la partie supérieure de l'appareil, la chambre photographique et la platine du prisme, pour ne laisser que la tablette. Au moyen d'un niveau de précision nous avons pu amener à l'horizontalité la tablette du prisme et le support de la chambre photographique. Ce réglage s'opère à la façon ordinaire d'un réglage au moyen du niveau à bulle d'air par une action systématique et ordonnée sur les trois vis calantes de l'appareil.

Ce réglage important demande à être fait avec soin; de lui dépend la précision avec laquelle on pourra amener le prisme au minimum de déviation. De lui dépend aussi le bon résultat photographique. Expliquons-nous : On obtient quelquefois des clichés de spectres où le bord supérieur ou inférieur des lignes est moins net que le centre; le plus

souvent ce phénomène se présente lorsque la plaque n'est pas suffisamment verticale ; comme la mise au point doit se faire jusqu'au $^1/_{10}$ de millimètre, il est inutile de continuer le réglage si l'on n'est pas sûr de la verticalité du châssis photographique.

Nous allons entrer maintenant dans le détail du réglage optique qui comprend : 1° détermination de l'axe optique du collimateur et son installation à l'horizontalité. – 2° Installation du prisme dont les faces doivent être perpendiculaires à l'axe optique du collimateur. – 3° Installation de la source sur l'axe optique du collimateur. – 4° Recherche du minimum de déviation. – 5° Installation de la raie qui se trouve au minimum de déviation, au milieu de la plaque. – 6° Recherche de la longueur focale du collimateur. – 7° Recherche de la longueur focale de la chambre photographique. – 8° Détermination de l'inclinaison de la plaque.

Ces différents points feront l'objet de petits chapitres où nous indiquerons les principales méthodes employées pour atteindre les réglages optima. Disons de suite que ces réglages sont longs et pénibles, qu'ils doivent souvent être repris et vérifiés avant que l'on atteigne la précision désirée.

Il importe de les faire systématiquement et de ne pas reculer devant le temps précieux qu'ils demandent.

1. Détermination de l'axe optique du collimateur.

Le collimateur, tel qu'il est composé, n'a pas d'axe optique défini. M. Cornu a proposé, afin de fixer l'intersection de la fente avec l'axe mené par le centre de la lentille, de coller à la cire, devant la fente, un petit fil de soie à une hauteur telle que le fil coïncide avec son image.

Nous n'avons pas usé de cette méthode d'un emploi un peu ennuyeux ; nous avons préféré enlever la fente et visser à sa place un oculaire de Gauss, dont la glace inclinée nous servira plus tard à installer le prisme.

Bien entendu, le centre du réticule se trouve sur l'axe du collimateur et le fil vertical coïncide avec la fente (nous indiquerons plus loin un moyen de le vérifier). A 3 mètres de la lunette collimatrice, du côté de la lentille et non pas du côté de la fente, nous avons installé un cathétomètre dont la lunette a été placée très exactement au moyen d'un niveau dans la position horizontale. En éclairant l'oculaire de Gauss, on

illumine la lentille du collimateur par des rayons parallèles ; un déplacement vertical de la lunette du cathétomètre amène l'image dans le champ ; en réglant le tirage de la lunette on obtient une image nette du réticule de Gauss ; un aide agit sur les vis C et C' du collimateur jusqu'à ce que, dans le champ uniformément éclairé, le réticule de l'oculaire de Gauss coïncide avec le réticule de la lunette du cathétomètre. Pour éliminer les erreurs de parallaxe, on répète l'opération en tournant le cathétomètre et en renversant la lunette. A chaque rotation on corrige l'erreur de moitié. L'opération est terminée, lorsque après deux rotations successives, il n'a pas été constaté de différence dans la position du réticule. Puis les vis de rappel et de pression sont serrées ; les réglages suivants s'opèreront sans que l'on touche à ces vis.

2. Installation du prisme.

Le collimateur réglé, il faut installer le prisme. La tablette, que nous avons rendue horizontale dans le réglage préliminaire, porte trois trous où se placent trois vis munies chacune d'un petit ressort. Ces vis commandent une platine sur laquelle le prisme est assujetti par trois tiges parallèles aux arêtes et serties dans une plaque triangulaire. Grâce à l'oculaire de Gauss le réglage très facile s'opère suivant la méthode ordinaire indiquée dans tous les traités de physique.[5] La glace de l'oculaire est éclairée ; la face du prisme se trouve verticale lorsque l'image du réticule, réfléchie par cette face dans le collimateur, coïncide avec le réticule de l'oculaire. L'opération est répétée plusieurs fois en prenant à tour de rôle l'une et l'autre des deux faces polies du prisme. Pour chaque face on corrige la différence de moitié au moyen des vis munies de ressort de rappel, jusqu'à ce que cette différence s'annule. Le réglage est ainsi terminé, mais une difficulté va surgir qui est due à la construction même de l'appareil. Il s'agit d'installer la source sur l'axe optique du collimateur.

3. Installation de la source.

La méthode ordinaire consiste à placer des diaphragmes sur l'axe optique entre la source et la fente et à examiner l'éclairement de l'objectif. En employant des diaphragmes de plus en plus petits on arrive à

---

[5]) KOHLRAUSCH, Lehrbuch der Praktischen Physik, 9. Auflage, S. 229—230.

centrer exactement la source. Mais pour appliquer cette méthode, *il faut* enlever le prisme et observer l'éclairement maximum dans le prolongement du collimateur. Or, dans notre appareil, une protection en laiton noirci empêche d'atteindre cette position ; l'enlever, ainsi qu'enlever le prisme, c'est compromettre tous les réglages précédents. Puis le réglage doit se faire avec la fente en place, et pour régler le prisme il faut l'oculaire de Gauss.... Et nous sommes pris dans ce dilemme : ou installer la source et ne pas régler le prisme, ou régler le prisme et n'installer la source qu'approximativement. Nous ne pouvions nous contenter de cette dernière solution. Un écart diminue la luminosité de l'appareil ; comme les lentilles sont employées à pleine ouverture, il était absolument nécessaire, pour ne pas rendre inutile tout le travail de «retouches» dont nous avons parlé plus haut, et compromettre la netteté des résultats que l'axe optique passe par le milieu des électrodes.

Nous avons essayé d'employer la méthode des diaphragmes en observant la luminosité du spectre sur la glace dépolie ; nous n'avons pas réussi à obtenir deux fois, sur vingt pointés, la même position de la source.

Il fallait trouver autre chose. Voici la méthode qui nous a donné les meilleurs résultats. Après avoir réglé l'axe du collimateur, nous avons enlevé les lentilles de l'oculaire de Gauss, laissant seulement le réticule à la place de la fente.

Nous plaçons horizontalement la lunette d'un second cathétomètre en avant du collimateur du côté où sera la source.

Nous installons cette lunette de façon que son réticule se trouve sur l'axe optique du collimateur. Nous répétons pour cela les manœuvres indiquées au premier réglage.

La coïncidence des trois réticules observés dans les lunettes extrêmes nous assure que cette condition est bien remplie. Comme la lunette du second cathétomètre a un long foyer il est facile d'amener le point de contact des électrodes verticales sur l'axe optique. Mais la méthode n'est valable que si le fil vertical du réticule de l'oculaire de Gauss coïncide exactement avec la fente. Nous pouvons en avoir une vérification : le réticule est enlevé et la fente mise en place, après avoir constaté que les bords en sont bien parallèles et que le déplacement du bord mobile ne détruit pas le parallélisme. La fente, rendue verticale au moyen d'un très mince fil à plomb, est alors éclairée par une large

flamme jaune due au sodium. Le prisme, au moyen de la glace dépolie, est mis approximativement au minimum de déviation pour la radiation $\lambda = 5893$. On enlève la glace dépolie, puis on fixe à sa place une fente mobile sur laquelle vient se projeter nettement l'image spectrale de la source. La flamme est alors enlevée et transportée devant la fente mobile; les rayons lumineux accomplissent en sens inverse le chemin primitif; rien n'ayant été touché dans l'appareil, la radiation passera par la fente et se projettera sur le réticule de la lunette placé en avant de la fente, celle-ci occupant exactement la position du réticule de l'oculaire de Gauss. Si ce n'est pas le cas un nouveau réglage complet s'impose.

Les opérations dont la description va suivre dépendent avant tout de la région spectrale que l'on veut étudier.

4. Recherche du minimum de déviation.

Dans le travail que nous avons en vue, la partie ultra-violette du spectre de 4000 Å à 2000 Å nous offrait le plus d'intérêt. Notre prisme devra donc être au minimum de déviation pour une raie de cette région. La lecture des différents travaux spectroscopiques montre que les auteurs ne sont pas tous d'accord sur le choix de la radiation à mettre au minimum de déviation. M. V. Schumann [6] remarque que ses résultats augmentent de valeur si le prisme est au minimum de déviation pour les radiations extrêmes qu'il photographie. Soit Hartley, soit Lehmann [7] installent le prisme au minimum de déviation pour la radiation [8] qui se trouve au milieu de la plaque. Après de nouveaux essais, nous avons choisi cette dernière disposition pour les raisons suivantes. La dispersion était trop faible, en prenant comme radiation à mettre au minimum la plus lointaine que l'on pouvait photographier ($\lambda = 2009$ du zinc). Le réglage systématique que nous voulions entreprendre demandait de l'unité. La même raie qui traverse le prisme en rayons *parallèles* et qui se trouve *au milieu* de la plaque et au foyer doit être aussi, nous semble-t-il, au minimum de déviation.

[6]) V. SCHUMANN, Sitzungsberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften. Wien, Abt. II, A. 102, 1893, S. 664.

[7]) LEHMANN, loc. cit. *24*, p. 233.

[8]) Cité par Eder (Beiträge zur Photochemie und Spektralanalyse), I, S. 6.

Nous nous réservions d'ailleurs, en choisissant ce mode, d'atténuer les difficultés que nous pouvions rencontrer en faisant, selon la méthode de Cornu, varier la longueur du collimateur et celle de la chambre photographique. Nous reviendrons sur ce point à la fin du chapitre, quand nous indiquerons quelques artifices pour l'amélioration des images spectrales.

Nous avons pris comme source lumineuse une étincelle oscillante [9] jaillissant entre des électrodes en *alliage d'Eder* ($Pb + Zn + Cd$) qui fournit un spectre de lignes bien réparties et suffisamment fines. L'étincelle longue de 8 millimètres est parallèle à la fente. Le point de contact des électrodes est situé sur l'axe optique ; aucune lentille n'est inter-

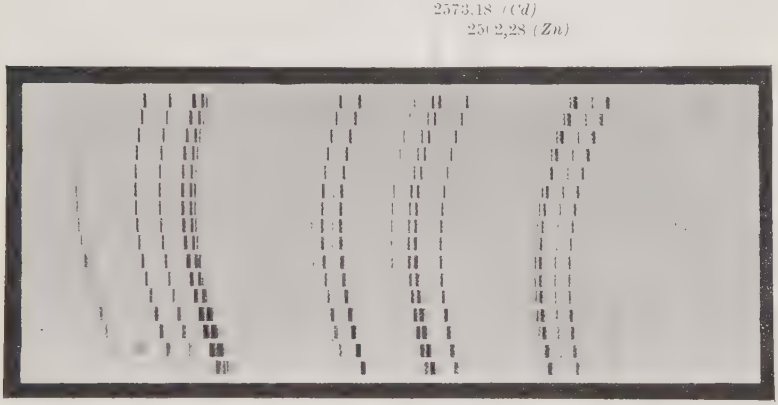


Figure 2: Recherche du minimum de déviation.

posée entre la fente et la source ; la distance de la source à la fente a été normalement de 40 centimètres. Nous avons choisi comme radiation à mettre au minimum de déviation la raie n° 18 du cadmium $\lambda = 2573$ Å facilement reconnaissable. Pour éviter de longs tâtonnements nous mettons en examinant le spectre sur la glace dépolie, la raie bleue $\lambda = 4340$ Å de l'hydrogène approximativement au minimum de déviation ; puis, nous prenons une série de photographies, — le collimateur ayant une longueur quelconque, — pour mettre au point, en déplaçant le charriot porte-plaque, la zône qui se trouve aux environs de la radiation $\lambda = 2573$ Å ; après avoir obtenu une mise au point suffisante nous

[9]) Voir plus loin p. 29—36, IIme partie, les indications concernant l'installation électrique.

faisons une nouvelle série en déplaçant de $^1/_2$ en $^1/_2$ degré la tablette qui porte le prisme.

La photographie de la page précédente montre la série de 16 épreuves ; la raie $\lambda = 2573$ est au minimum de déviation dans la 9e épreuve à partir du haut.

Le prisme est fixé dans la position correspondante et l'on améliore si cela est nécessaire la mise au point de la radiation $\lambda = 2573$.

5. Installation au milieu de la plaque de la ligne qui se trouve au minimum de déviation.

La radiation $\lambda = 2573$ Å occupe sur la plaque une position quelconque ; il s'agit de la mettre au milieu de la plaque, sur l'axe de rotation du châssis dans le plan vertical. Lorsque l'image de la radiation $\lambda = 2573$ se projette sur l'axe de rotation, la plaque peut être déplacée autour de cet axe sans que la netteté de l'image soit altérée. Afin d'obtenir ce résultat, nous allons, pour chaque angle que font le collimateur et la chambre photographique, donner au châssis porte-plaque trois positions différentes. A chacune de ces positions correspond un déplacement de la radiation $\lambda = 2573$ Å ; le déplacement sera nul lorsque l'image de la fente se projettera sur l'axe de rotation du châssis. Soit ω l'angle que font en A le collimateur et la chambre photographique. En C se trouve l'axe de rotation du châssis porte-plaque. Appelons α l'angle du collimateur et de la direction de propagation après la réfraction.

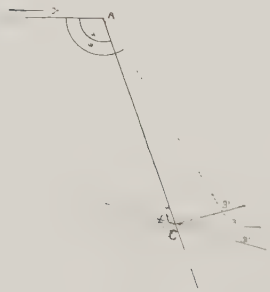


Figure 3.

Pour la position ω on fait trois photographies en donnant à l'angle γ les valeurs suivantes : $\gamma - \delta$, γ, $\gamma + \delta$, la radiation $\lambda = 2573$ Å occupe sur la plaque les positions suivantes B''', B'', B'. On répète l'opération en faisant varier ω ; lorsque cet angle sera égal à l'angle α le point B'' tombera au point C, où se confondront les points B''' et B' quelque soit la valeur de δ. Dans cette position, la radiation $\gamma = 2573$ Å tombe sur l'axe de rotation de la plaque ; l'axe optique de la chambre photographique coïncide avec la direction de propagation de cette radiation. Le cliché ci-dessous,

accompagné des cotes extraites du journal d'expérience, précise encore cette explication.

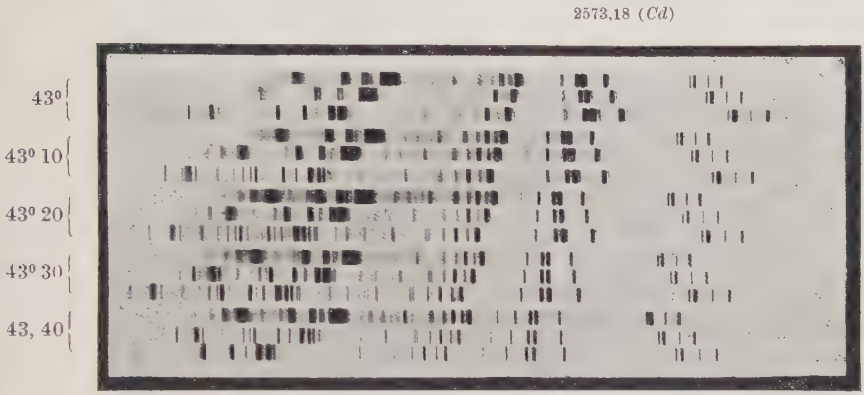


Figure 4 : L'axe de rotation de chassis doit coincider avec l'axe optique.

	Angle ω	
43°	$\gamma - \delta$ - 25°	1
	γ - 30°	2
	$\gamma + \delta$ - 35°	3
43°,10	$\gamma - \delta$ - 25°	4
	γ - 30°	5
	$\gamma + \delta$ - 35°	6
43°,20	$\gamma - \delta$ - 25°	7
	γ - 30°	8
	$\gamma - \delta$ - 35°	9
43°,30	$\gamma - \delta$ - 25°	10
	γ - 30°	11
	$\gamma + \delta$ - 35°	12
43°,40	$\gamma - \delta$ - 25°	13
	γ - 30°	14
	$\gamma + \delta$ - 35°	15

On voit sur la photographie que l'angle α cherché est compris entre 43°,20 et 43°,30 – De nouveaux clichés obtenus comme ci-dessus, entre ces deux valeurs fixeront de façon exacte la position.

6. Recherche de la longueur focale du collimateur.

Pour continuer systématiquement le réglage, il faut maintenant amener la fente dans le plan focal de la lentille du collimateur. En d'autres termes, il faut que les rayons de longueur d'onde $\lambda = 2573$ Å

sortent de la lentille parallèlement à l'axe optique. Si l'on connaît la longueur du foyer pour la radiation $\lambda = 5893$ Å (D du sodium), soit 411,22 ; on peut, grâce aux tables publiées par M. Sarazin [10], calculer pour une lentille donnée la longueur du foyer pour la radiation $\lambda = 2573$ Å, et trouver, par différence, la position cherchée du collimateur. Pour notre lentille collimatrice nous trouvons $f_{2573} = 375{,}15$, soit une diminution de 36,07 mm.

Mais il peut arriver que nous ne connaissions pas la longueur du foyer pour la radiation $\lambda = 5893$ Å ; nous avons cependant un moyen de trouver la longueur du collimateur qui correspond à la sortie en rayons parallèles de la radiation $\lambda = 2573$ Å. Employons la relation qui lie la longueur du foyer avec l'indice de réfraction et le rayon de courbure.

Nous allons l'appliquer pour les deux radiations $\lambda = 5893$ Å et $\lambda = 2573$ Å.

$$f_D = \frac{1}{n_D - 1}\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) \qquad \text{où } n_D = 1{,}54422$$

$$\text{et } n_{Cd} = 1{,}59622$$

$$f_{Cd} = \frac{1}{n_{Cd} - 1}\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) \qquad \text{où } r_1 = 231{,}94 \text{ mm}$$

$$\text{et } r_2 = 6279{,}4 \text{ mm}$$

$$f_D - f_{Cd} = \frac{n_{Cd} - n_D}{(n_{Cd} - 1)(n_D - 1)} \cdot \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2}$$

En portant les valeurs nous trouvons, comme différence des foyers 35 mm 85. Il suffit dès lors de connaître la cote exacte pour laquelle la radiation jaune sort de la lentille en rayons parallèles. La valeur ci-dessus diffère de 0,22 mm de celle précédemment trouvée. Cela tient au fait que, dans le dernier calcul, nous avons appliqué une formule simple, où l'on ne tient pas compte de l'épaisseur de la lentille. D'ailleurs le chiffre indiqué plus haut, $f_{2573} = 357{,}15$, est entaché d'une erreur due à la même cause. Seul le chiffre $f_D = 411{,}22$ qui a été obtenu expérimentalement est plus exact. Cette constatation nous oblige à chercher une autre méthode pour le réglage du collimateur.

[10]) SARAZIN, Archives des sciences physiques et naturelles, 1878, LXI, page 109.

Pour ne pas enlever le prisme qui se trouve réglé, nous allons appliquer la méthode de collimation à travers le prisme, observant ainsi la raie jaune du sodium.

Une lunette de Hartmann et Braun est mise à l'infini en mettant au point, à travers un verre jaune, la montagne qui se trouve au loin.

Cette lunette est ensuite transportée devant la face du prisme qui regarde l'objectif photographique séparé de la chambre pour l'expérience. La flamme de sodium est allumée devant la fente et un aide agit sur la vis moletée qui fait varier la longueur du collimateur; il s'arrête dès que l'image des raies jaunes dédoublées — grâce au fort grossissement de la lunette — est tout à fait nette. On lit sur la graduation la cote 57. 00.

En enlevant de 57 la valeur trouvée plus haut, soit 35,85, nous trouvons 21,15 cote où la radiation $\lambda = 2573$ Å sort parallèlement à l'axe optique des lentilles. Une élégante méthode due au professeur Schuster va nous permettre une vérification expérimentale.

«Supposons des rayons, soit convergents, soit divergents, tombant sur un prisme. Après leur passage, ils paraîtront convergents vers un point ou divergeront d'un point qui est le foyer secondaire. Si le prisme est tourné sur lui-même de façon que l'angle d'incidence change, le foyer secondaire se déplace. Si les rayons sont tout à fait parallèles, le foyer ne changera pas quelque soit la position du prisme. Voilà donc un procédé sensible pour s'assurer si les rayons provenant du collimateur sont parallèles ou non.

Il ne nous reste plus qu'à montrer comment l'on peut tirer de ce fait une méthode rapide pour amener le collimateur à la position exacte.

Les trois équations fondamentales du passage d'un rayon lumineux à travers un prisme sont :

$$\sin i = n \sin r \qquad (1)$$

$$\sin i' = n \sin r' \qquad (2)$$

$$r + r' = \alpha \qquad (3)$$

d'où l'on tire

$$\frac{di'}{di} = -\frac{\cos i \cos r'}{\cos i' \cos r} \qquad (4)$$

dans ces équations i et i' représentent les angles que fait le rayon avec la première et la deuxième surface du prisme, en entrant et en sortant ; r et r' désignent les angles correspondants de réfraction et α l'angle

du prisme. Avec un peu de réflexion on voit que le membre droit de l'équation (4) décroit régulièrement à mesure que i croit de 0 à $\frac{\pi}{2}$.

Cela nous montre que plus l'angle d'incidence sera grand, plus les rayons sortiront parallèlement. Grâce au système suivant d'approximations successives on obtiendra le résultat désiré.

Supposons que le collimateur ne soit pas réglé. On place alors la lunette un peu en dehors de la position du minimum de déviation; il y a dans ce cas deux positions du prisme pour lesquelles la raie étudiée apparaîtra au réticule de la lunette. Désignons par A la position pour laquelle le premier angle d'incidence est le plus grand et par B l'autre.

1° On place le prisme dans la position A et l'on met au point avec la lunette la raie en question, qu'elle soit noire ou épaisse, jusqu'à ce qu'elle soit vue distinctement.

2° On déplace le prisme dans la position B et l'on met au point avec le collimateur cette même raie jusqu'à ce qu'elle soit nette.

3° On répète ces deux opérations en mettant au point avec le télescope chaque fois que le prisme est dans la position A et avec le collimateur chaque fois que le prisme est dans la position B. Après trois ou quatre essais de ce genre, il ne doit plus y avoir de changement dans la mise au point.

La lunette et le collimateur sont tous deux placés pour des rayons parallèles. Il ne me paraît pas du tout nécessaire pour obtenir un réglage sensible de déplacer considérablement la lunette hors de déviation du minimum de déviation.» [11]

Nous avons tenu à donner une traduction un peu étendue de l'article très important et peu connu du professeur Schuster. Voyons maintenant comment on peut l'appliquer au réglage du collimateur en employant la méthode photographique. Nous avons fait une série de photographies après avoir augmenté de 4° la position du minimum de déviation, en allongeant le foyer de l'objectif photographique de millimètre en millimètre. La position du collimateur reste constante. Après le développement de la plaque nous voyons pour quelle cote la netteté

[11]) Phil. Mag. 5, s. V. 7, 1879. — SCHUSTER. An Easy method for adjusting the collimator of a spectroscope, p. 95—98.

de notre raie $\lambda = 2573$ Å est la plus grande et nous amenons l'index qui fixe la position de la chambre noire à cette cote, où elle restera pendant l'opération qui suit. Puis nous diminuons de 4° (position symétrique) la valeur normale du minimum de déviation, et nous diminuons pour chaque photographie la longueur du collimateur de 1 mm. Le développement effectué, le cliché nous indique la position du collimateur pour laquelle la netteté est la plus grande.

On répète cette opération jusqu'à ce que pour les deux positions symétriques, les cotes du collimateur et de la chambre photographique qui donnent le maximum de netteté ne varient plus. La cote optimun pour le collimateur était de 21, soit 0,15 mm de moins que la valeur obtenue par le calcul. La longueur du foyer est de 375 mm 22 pour $\lambda = 2573$ Å.

7. Recherche de la longueur focale de la chambre photographique.

La fente est donc placée au foyer de la lentille collectrice pour la radiation $\lambda = 2573$ Å. Il sera facile maintenant de mettre au point sur la plaque photographique l'image de la fente correspondant à cette radiation ; une série de spectrogrammes obtenue en déplaçant de millimètre en millimètre le chariot porte-plaque nous montrera facilement à quelle cote correspond le meilleur résultat. Mais en prévision du réglage suivant, il est indispensable de connaître plus exactement la position du foyer de l'objectif photographique. Nous pouvons appliquer une méthode plus rigoureuse qui nous est donnée par M. Hartmann[12] et qui porte le nom de «Méthode extra-focale pour la mesure des foyers.»

Pour appliquer la méthode de Hartmann, nous recouvrons l'objectif de la chambre photographique d'un diaphragme formé par deux ouvertures longitudinales et parallèles séparées par une distance qui est environ la moitié du diamètre de l'objectif. Ces ouvertures ont deux à trois millimètres de largeur. Il est bon de choisir comme source lumineuse un métal dont le spectre n'a pas beaucoup de lignes ; le cadmium, un des éléments constitutifs de l'alliage d'Eder que nous avons employé, convient parfaitement à cet emploi. On prend deux photographies de ce spectre : l'une en avant de la cote déterminée au cours des réglages

[12]) Prof. HARTMANN, Zeitschrift für Instrumentenkunde *20*, 1900, S. 51, et LEHMANN, Zeitschrift für Instrumentenkunde *24*, 1904, S. 233.

précédents, l'autre en arrière de cette cote. La distance v des positions est lue sur la règle divisée où glisse le chariot porte-plaque. Après développement toutes les lignes spectrales apparaissent dédoublées. Nous mesurons au moyen de la machine à diviser munie d'un microscope la distance qui sépare deux mêmes raies sur chacune des photographies : soient i et a les valeurs des distances. Nous empruntons la figure explicative à l'article que M. Lehmann a consacré, dans la Zeitschrift für Instrumentenkunde, à l'application de la méthode de M. Hartmann au réglage des spectrographes.

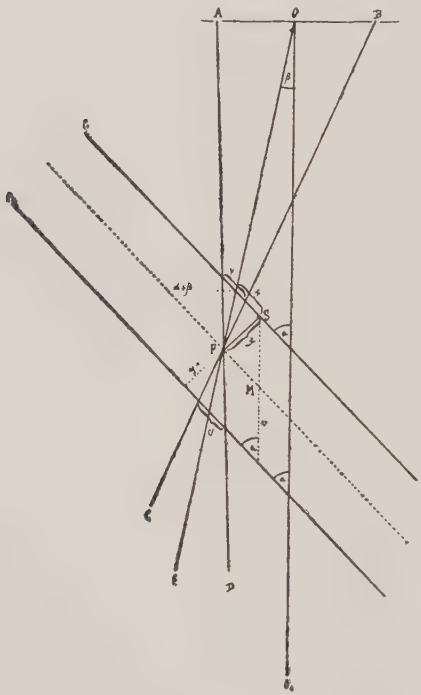


Figure 5.

Représentons en $A\,B$ le diaphragme. $A\,B$ et $B\,C$ sont deux rayons isolés par le diaphragme, qui se coupent en F en donnant une image simple de la fente. Les photographies de spectre ont été faites dans les positions P_i et P_a qui font un angle α avec l'axe optique ; le déplacement suivant cet axe est v. La figure montre de suite que chaque raie, sous l'action du diaphragme, se trouvera doublée sur chaque photographie ; soit x et y les coordonnés rectangulaires du point F par rapport à la position P_i de la plaque.

Comme le système optique est construit sans coma, le rayon principal OE passe par le point F. La connaissance de l'angle β que fait le rayon principal avec l'axe optique nous est donnée facilement pour chaque longueur d'onde en connaissant la dispersion d'un prisme de quartz de 60^0, installé au minimum de déviation pour $\lambda = 2573$ Å.

Sur la figure nous lisons :

$$\frac{y}{y'} = \frac{i}{a} \; ; \; \frac{y}{y + y'} = \frac{i}{y + a} \qquad y + y' = v \sin \alpha$$

$$y = \frac{i}{i + a} \cdot v \sin \alpha \tag{1}$$

$$x = y \cot g \; (\alpha + \beta)$$

$$x = \frac{i}{i + a} \cdot v \sin \alpha . \cot g \; (\alpha + \beta) \tag{2}$$

Des équations 1) et 2) on peut tirer les valeurs des coordonnées de F par rapport à la position P_i.

La valeur de x varie très peu pour les différentes radiations ; l'influence des petites différences de cette valeur est à peu près nulle. Nous pouvons ne pas nous occuper de x et considérer seulement y ; nous y trouvons l'avantage de ne pas devoir tenir compte de β.[13]

Il vient $y = \frac{i}{i + a} v \sin \alpha$

Si nous voulons déterminer la cote où la radiation $\lambda = 2573$ Å se trouve au foyer de l'objectif, considérons le triangle que l'on obtient en menant par F une parallèle à P_i : nous avons :

$$\textit{triangle } FMS \textit{ donne } \sin \alpha = \frac{y}{MS}$$

$$\text{d'où } SM = \frac{i}{i + a} \cdot v$$

8. Détermination de l'inclinaison de la plaque.

Il faut encore mettre au point l'ensemble du spectre. La méthode de Hartmann que nous venons d'esquisser va nous permettre d'établir une méthode simple pour trouver l'inclinaison du châssis.

Considérons non seulement la radiation qui se trouve au milieu de la plaque $\lambda = 2573$ Å, mais celle qui se trouve vers le violet et vers l'ultra-violet, à droite et à gauche de $\lambda = 2573$ Å. Nous pouvons, pour

---

[13]) A. LEHMANN, loc. cit., p. 235.

chacune de ces raies, calculer non plus la valeur de SM mais la valeur de y. Chacune d'elle est proportionnelle ($v \sin \alpha$ étant constant) à la distance qui sépare la plaque photographique dans la position P_i de l'endroit où se trouve le foyer de la ligne considérée. En reportant sur un papier millimétré les longueurs d'onde en abscisses et en ordonnées les valeurs

$y = \frac{i}{i + \alpha}$ calculées pour les principales lignes du spectre du cadmium ;

nous trouvons ainsi une courbe qui est la *diacaustique* de notre objectif. Si l'on possède des cassettes où le film peut suivre la forme de la courbe, le réglage ne consiste plus qu'à donner au film l'allure de la courbe qui se rapproche le plus de la diacaustique.

Mais le plus souvent on ne dispose que de châssis où l'émulsion photographique est à support de verre qui ne peut subir que des déformations très petites. D'ailleurs le plus souvent avec un spectrographe bien construit il n'y a pas à se préoccuper trop de la diacaustique ; si son rayon de courbure est très petit il est impossible de mettre au point toute la région considérée ; il est dans ce cas inutile de chercher à réaliser des conditions générales de netteté que la taille des lentilles ne permet pas d'obtenir. Dans notre appareil le rayon de courbure de la diacaustique est environ de 92 cm.

Lorsqu'on connaît la forme de la diacaustique, une tangente menée à la courbe par le point $\lambda = 2573$ Å nous donne la position, sur le graphique, de la plaque photographique au moment où l'on a mis en œuvre la méthode de Hartmann ; nous pouvons tracer sur la figure la position de la plaque qui s'identifie le mieux avec la courbe, lire avec un rapporteur l'angle de cette nouvelle position par rapport à l'ancienne et reporter sur l'appareil cette différence ; puis en faisant une série de photographies en déplaçant de 0,1 à 1 mm la mise au point obtenue précédemment, nous obtiendrons facilement la cote qui donne une image très fine et nette du spectre étudié.

Nous pouvons, grâce à la méthode de Hartmann, résoudre le problème suivant : connaissant la position et la longueur du foyer pour la radiation $\lambda = 2573$ Å qui se trouve au milieu de la plaque, déterminer exactement l'augmentation ou la diminution qu'il faut faire subir à l'angle α pour que la plaque photographique se trouve en même temps au foyer d'une raie extrême.

Soit $O\,M$ l'axe optique, α l'angle de la plaque photographique et de l'axe optique, β l'angle en O. P_i est la position où l'on a pris la photographie au moyen du diaphragme que nous avons décrit. F est le foyer de la radiation $\lambda = 2573$ Å, déterminé par les coordonnés x et y, la longueur du foyer est f. P_f est la position de la plaque photographique faisant avec l'axe un angle α et passant par F'. Il s'agit de déterminer l'angle ω qui fixe la position de la plaque suivant F et F'.

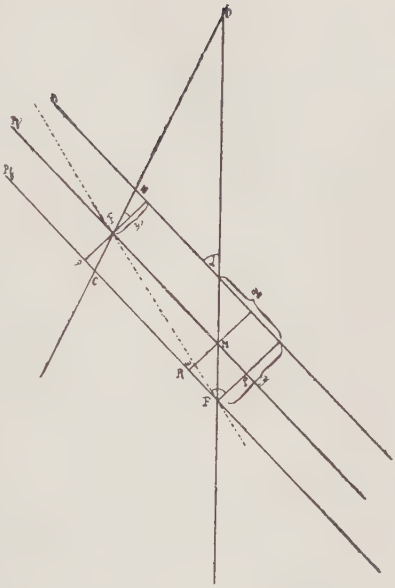


Figure 6.

Menons par le point M une parallèle à y, le trg. $F\,M\,R'$ nous donne

$$FM = \frac{RM}{\sin\alpha}$$

$$FM = f' = \frac{y - y'}{\sin\alpha} = v\left(\frac{i}{i + a} - \frac{i'}{i' + a'}\right)$$

$$OM = OF - MF = f - f'$$

le *trg.* $OF'\,M$ donne $F'\,M = \dfrac{(f - f')\,\sin\alpha}{\sin(\alpha + \beta)}$

Nous avons les valeurs de $F'\,M$, de $F\,M$ et de l'angle compris. Nous pouvons résoudre le trg. $F\,M\,F'$ et trouver ainsi la valeur $(\alpha - \omega)$, qui est le nouvel angle de la plaque qui répond aux conditions posées.

Mais nous pouvons aussi directement trouver la valeur de ω.

Le *trg.* FOC donne $FC = \dfrac{f\,\sin\alpha}{\sin(\alpha + \beta)}$

$$tg\,\varepsilon = \frac{x'}{y'} = \frac{DC}{DF'} = \frac{DC}{y - y'}$$

$$DC = \frac{x'}{y'}(y - y')$$

$$FD = CF + DC = \frac{f \sin \alpha}{\sin(\alpha+\beta)} + \frac{\frac{i}{i+a} \cdot v \sin \alpha . cotg(\alpha+\beta)}{\frac{i'}{i'+a'} \cdot v \sin \alpha} \cdot v \sin \alpha \left[\frac{i}{i+a} - \frac{i'}{i'+a'}\right]$$

$$FD = \sin \alpha \left[\frac{f}{\sin(\alpha+\beta)} + v \, cotg(\alpha+\beta) \left(\frac{i}{i+a} - \frac{i'}{i'+a'}\right)\right]$$

$$DF' = y - y'$$

$$tg \, \omega = \frac{DF'}{DF} = \frac{\frac{i}{i+a} - \frac{i'}{i'+a'}}{\frac{f}{\sin(\alpha+\beta)} + v \, cotg(\alpha+\beta)\left(\frac{i}{i+a} - \frac{i'}{i'+a'}\right)}$$

$$cotg \, \omega = \frac{f}{v \sin(\alpha+\beta)\left(\frac{i}{i+a} - \frac{i'}{i'+a'}\right)} + cotg(\alpha+\beta)$$

Au moyen de cette formule l'inclinaison du châssis peut être déterminée pour chaque raie d'un spectre, si l'on connaît la longueur du foyer pour la radiation qui se trouve au milieu de la plaque. Cette condition est facilement remplie ; il suffit pour calculer F, d'appliquer aux constantes de l'objectif la formule que nous avons indiquée au paragraphe 6.

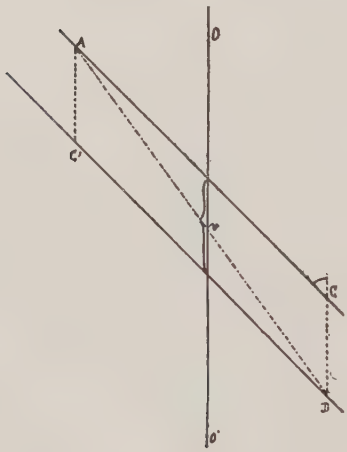


Figure 7.

Mais il peut se rencontrer que l'on ne connaisse pas les différents éléments nécessaires à ce calcul. Pour arriver à rendre net le spectre dans toute son étendue, il faut alors faire des séries de photographies qui demandent un temps très long. Le réglage est facilité par le procédé suivant : on déplace le chariot porte-plaque d'un certain nombre de divisions en prenant pour chaque millimètre une photographie. Parmi ces photographies il y en a une où les raies extrêmes, à droite, sont au point, et une autre où les raies extrêmes, à gauche,

le sont aussi. Soit α l'angle connu que fait le châssis avec l'axe optique, et $O\,O'$ l'axe optique ; nous connaissons v la distance qui sépare les deux cotes où les lignes extrêmes sont nettes. A et D indiquent sur la figure les radiations qui se trouvent au point, la droite $A\,B$ indique la position du châssis où la netteté générale sera la meilleure. Nous pouvons en supposant $D\,C$ parallèle à $O\,O'$ résoudre approximativement le trg. $A\,D\,C$, dont on connaît deux côtés et un angle.

$$\frac{1}{2}(A + D) = \left(90^\circ - \frac{C}{2}\right)$$

$$tg\,\frac{1}{2}(A - D) = \frac{b - a}{b + a}\,cotg\left(90^\circ - \frac{C}{2}\right)$$

On tire de ces deux équations la valeur de D qui est l'inclinaison de la plaque sur l'axe optique. On répète cette opération autant que le permet la limite des lectures sur les vis micrométriques.

Au point de vue théorique cette méthode n'est pas très exacte. La plaque photographique enregistre dans la position $A\,C$ la place d'une ligne qui ne se trouve plus au moment de la photographie dans la position $C'\,D$, sur une parallèle menée par C à l'axe optique ; la ligne est déplacée vers l'axe. Ce déplacement est d'autant plus petit que la distance focale est plus grande, que la dispersion est plus petite et que le rayon de courbure de la diacaustique est plus grand. Cette méthode avantageuse par sa rapidité ne devra donc être employée qu'avec discernement. La méthode suivante lui est préférable.

Nous revenons à la méthode de Hartmann. Après avoir déterminé, ainsi que nous l'avons dit plus haut, la cote exacte de mise au point pour la radiation $\lambda = 2573$ Å, nous amenons le chariot à cette cote ; sans enlever le diaphragme on tire une série de photographies en faisant varier l'inclinaison du châssis. On trouve une position où, à droite la distance entre les lignes doublées est minimum ; et une autre position très peu différente de la première où, à gauche la distance entre les lignes doublées est minimum aussi. On prend la moyenne de ces deux positions, et un léger dépointement de la mise au point suffit pour amener le spectre à être net dans toute son étendue.

Cependant il peut arriver que ce dernier résultat ne soit pas encore satisfaisant. Il est bon alors de remplacer l'étincelle oscillante par une

source, telle que l'arc électrique entre électrodes de cuivre, qui donne des lignes très fines, et de répéter en se servant du microscope la recherche du minimum de dédoublement.

Dans quelques spectrographes dont les systèmes optiques ne sont pas parfaitement travaillés, il est difficile même en suivant les prescriptions que nous avons indiquées d'obtenir de bons spectrogrammes. Les quelques remarques qui suivent permettront d'améliorer les résultats.

1° L'aberration due au bord des lentilles peut être diminuée par l'emploi de diaphragmes, soit devant l'objectif, soit devant la lentille collimatrice.

2° Si le manque de netteté est due au prisme, l'application de bandes de papier noir le long des arêtes améliore très souvent les photographies spectrales.

3° Dans la plupart des cas un faible déplacement du collimateur, corrélatif à un déplacement en sens inverse de la chambre photographique, permet d'augmenter de beaucoup la netteté.

4° Enfin, lorsque l'étendue de la dispersion n'importe pas, et spécialement dans l'emploi des spectrographes à lentilles plan convexe, l'installation du prisme au minimum de déviation pour les raies extrêmes peut avoir des avantages. Ne voulant pas entrer dans les détails nous nous contentons d'indiquer la littérature de la question.

Cf. Voir les articles de:

HARTMANN et LEHMANN, Zeitschrift für Instrumentenkunde, vol. *20*, *24*, *25*, *26* ;

SCHUMANN, dans les Sitzungsberichte de Vienne, loc. citato ;

CORNU, Ann. de l'Ecole normale supérieure (2). Sur tout le réglage voir aussi KAYSER, Handbuch der Spektroskopie, Bd. I, S. 626—641. Bonn 1900.

IIe PARTIE.

Production de l'étincelle électrique.

Chapitre I.

LE CIRCUIT PRIMAIRE.

L'étincelle électrique qui jaillissait entre les électrodes était produite par un système de transformateur comprenant un circuit primaire à basse tension et un circuit secondaire à haute tension.

Le circuit primaire était formé d'une source de courant, d'un rhéostat, d'un ampèremètre, d'un interrupteur et d'une bobine d'induction. Le circuit secondaire, auquel nous réservons le chapitre suivant, n'était composé que de la partie afférente de la bobine, des condensateurs, d'une bobine de self-induction, et des électrodes entre lesquelles éclatait l'étincelle. Les différents appareils que nous avons employés comme support d'électrodes seront décrits dans le chapitre III.

Nous pouvions disposer, soit de courant continu, soit de courant alternatif. Nos premiers essais de réglage du spectrographe ont été accomplis, en nous servant du courant continu pour exciter la bobine. Le conducteur partant du pôle positif était relié à un coupe-circuit, de là il allait à un interrupteur rotatif, en passant par un rhéostat, puis rejoignait un commutateur où était attaché le conducteur venant du pôle négatif de la source. Du commutateur partaient les deux fils qui allaient à la bobine Rumkorff.

Le courant continu à la tension de 128 volts était fourni par la batterie d'accumulateurs du laboratoire de physique de l'Université. (64 éléments ; 450 ampères heures de capacité.)

Aux bornes de l'interrupteur rotatif était fixé un condensateur réglable à feuilles de mica et d'étain. En dérivation sur la ligne, avant l'interrupteur, était placé un voltmètre. Le petit moteur actionnant l'interrupteur rotatif était branché sur le rhéostat et sur l'une des bornes du commutateur.

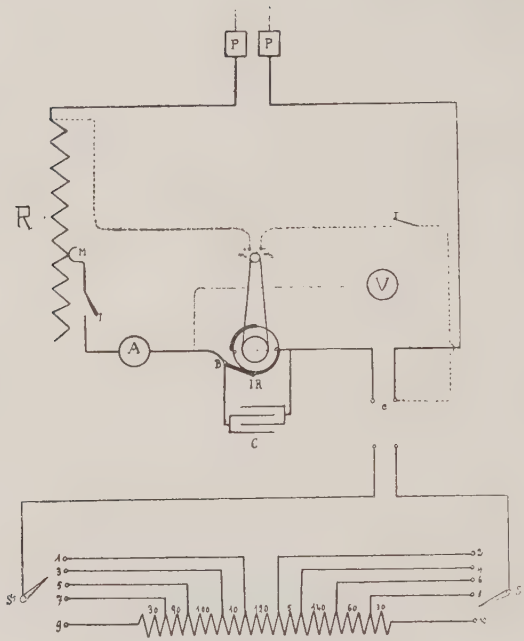


Figure 8 : Circuit à basse tension.

P P – boîtes de coupe-circuits.
R – résistance.
M – manette.
I – interrupteur.
A – ampèremètre.
B – point d'attache de la brosse amalgamée.
I R – interrupteur rotatif.
C – condensateur.
V – voltmètre.
c – commutateur.
m_1 m_2 – bornes du moteur actionnant l'interrupteur.
S_1 S_2 – bornes de la bobine d'induction.

Le courant alternatif triphasé (50 périodes) provenait du réseau de distribution de l'Usine de Hauterive ; la tension était de 150 volts entre la phase et le fil neutre. Après avoir supprimé l'interrupteur et le condensateur, nous pouvions par la simple manœuvre d'un

commutateur amener le courant alternatif en lieu et place du courant continu. Le courant alternatif nous a servi dans toutes nos recherches sur les spectres de métaux dans l'oxygène et l'hydrogène ; il avait le grand avantage sur le courant continu de fournir à la bobine un courant magnétisant tout à fait régulier à chaque période. La présence d'un système mécanique produisant les interruptions sur le courant continu donne lieu facilement à un courant induit dit «courant de fermeture» qui entrave la régularité de la charge des condensateurs et rend ainsi les mesures des constantes de l'étincelle difficiles et douteuses. Avec le courant alternatif, nous avons pu arriver beaucoup plus facilement à un résultat net et précis.

Cependant, il nous semble intéressant de donner une rapide description des appareils que nous avons utilisés avec le courant continu pendant l'exécution de la première partie de ce travail.

Le rhéostat destiné à limiter l'intensité du courant comprend trois branches en série comportant chacune 10 touches ; la seconde branche toute entière produit la même chute de tension que l'une des touches de la première branche ; la troisième branche de même par rapport à la seconde ; au moyen des manettes de chacune de ces branches, nous pouvions facilement donner au voltage et à l'intensité la même valeur pendant tous les essais. En série avec ce rhéostat était placée une résistance plus grossière, en manganine, qui portait l'interrupteur. Le voltmètre et l'ampèremètre étaient à fil chaud,

Parmi les différents interrupteurs mécaniques que nous avons employés il faut signaler l'interrupteur rotatif à mercure construit par la maison F. Klingelfuss & Cie., Bâle.

Une brosse de cuivre amalgamé frotte sur un cylindre de fibre, muni de deux segments de cuivre à 90° l'un de l'autre, et occupant chacun le quart de la circonférence. A l'endroit où la brosse quitte la partie métallique du cylindre animé d'un mouvement de rotation, une encoche parallèle aux génératrices communique avec une vis d'Archimède, qui aspire le pétrole dans lequel baigne le système, et le projette avec force contre le balai. La rupture du courant s'opère ainsi très rapidement, sans production d'arc qui diminue l'intensité du courant de rupture. Le contact entre les segments de cuivre et l'une des bornes de l'appareil a lieu par quelques centimètres cubes de mercure, qui se trouvent au fond du vase, et où plonge l'axe du cylindre. Le mercure est

réduit par la rotation en gouttelettes très fines, qui s'amalgament avec le pétrole ; elles sont entraînées avec lui dans un état de division extrême et viennent assurer le bon contact en amalgamant le balai et le collecteur.

Tout ce système est enfermé dans un vase en fonte, dont le couvercle laisse passer l'axe du cylindre surmonté d'une poulie et d'un compteur de tours. La tige qui porte le balai est munie d'un ressort à boudin et d'une vis de serrage qui assure un contact suffisant avec les parties mobiles. Un petit moteur à courant continu entraîne par une courroie le cylindre. Tous les roulements sont montés sur billes ; un rhéostat permet de faire varier la vitesse de 900 à 3000 tours par minute et d'obtenir de 30 à 100 interruptions du courant par seconde. L'appareil demande pour fonctionner 450 à 500 grammes de mercure et 3 litres de pétrole ordinaire. La construction simple et ingénieuse de cet interrupteur nous a permis de l'employer pendant très longtemps sans devoir ajouter du mercure ou remplacer le pétrole. Nous avons pu sans aucune irrégularité dans la marche y faire passer un courant de 25 ampères à la tension de 110 volts.

En parallèle avec l'interrupteur nous avons installé un condensateur de 100 feuilles d'étain que l'on pouvait, au moyen de quatre manettes, diviser de 10 en 10 feuilles. La bobine d'induction qui a servi à nos recherches a été construite par M. F. Klingelfuss & Cie. à Bâle, suivant les très intéressantes données qui résultent des expériences du constructeur.[1]

Le circuit primaire est à self-induction variable ; les nombres de tours de fil sont donnés dans le schéma. En employant les connexions 5 et 6 et l'interrupteur rotatif faisant 35 interruptions à la seconde, on peut obtenir une étincelle brillante de 80 cm. de longueur avec un courant magnétisant de 6—7 ampères sous 110 volts. Avec l'interrupteur électrolytique c'est presque une flamme, qui consomme, — avec les connexions 2 et 3—30 ampères sous 100 volts.

Dans la première partie de ce travail nous avons employé l'in-

[1]) J. KLINGELFUSS, Zeitschrift für Elektrochemie, 1901, p. 612.
Verhandlungen der Naturforschenden Gesellschaft in Basel. Band XII, Heft 2. Basel. Band XV, Heft 1.
Annalen der Physik 1900, B. 5, p. 837.
» » » 1902, B. 9, p. 1198.

terrupteur rotatif faisant 40 interruptions à la seconde, au primaire de la bobine les connexions 5 et 6, et un courant de 5 ampères sous 110 volts.

Lorsque nous avons entrepris l'étude des spectres dans les gaz nous nous sommes servis du courant alternatif.

L'interrupteur rotatif et le condensateur ont été supprimés.

Chapitre II.

LE CIRCUIT SECONDAIRE.

Le circuit secondaire comprend : le circuit à haute tension de la bobine, les électrodes, la bobine de self-induction et les condensateurs. Nous n'avons pas besoin de décrire le circuit à haute tension de la bobine : disons seulement qu'il est isolé très parfaitement par des moyens spéciaux et que, par suite de sa faible résistante (40 750 Ω), il est capable de débiter un courant assez intense. Il compte 92 000 tours.

Il est important de connaître le rapport de transformation de la bobine de Rumkorff. D'après les travaux que nous avons cités de M. Klingelfuss, il suffit pour connaître la tension maxima au secondaire, de multiplier la tension maxima au primaire par le rapport des nombres de tours. Voici pour les différents couplages des spires, les chiffres qui concernent notre bobine.

Rapports de transformation	Connexions
767	1—2
736	1—4
708	3—2
681	3—4
245	5—6
211	5—8
198	7—6 5—10
186	9—6
175	7—8
166	7—10
157	9—10

Nous pouvons admettre que le courant alternatif employé est approximativement sinusoïdal; la tension efficace était maintenue

dans le cours de nos essais à 58 volts. La tension maximale était donc de $58 \times 1{,}4 = 81{,}2$ Volts; nous avions choisi le rapport de transformation 245. La tension maximale au secondaire serait de 20 000 volts environ; or entre électrodes sphériques de 0,25 de rayon, une étincelle de 8 mm correspond à 18 900 volts.[2] La différence de potentiel aux bornes de notre bobine était donc suffisante pour l'emploi que nous voulions en faire.

Le schéma suivant indique les connexions du circuit.

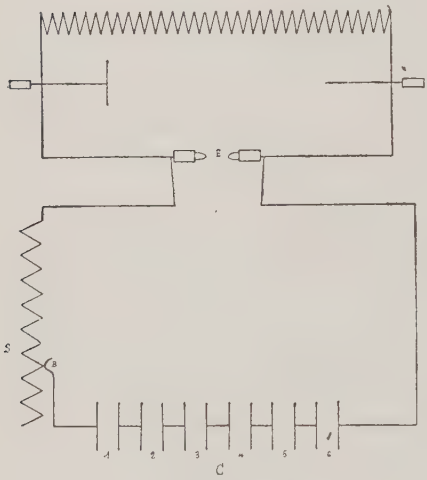


Figure 9: Circuit en haute tension.

A B – bornes du secondaire de la bobine.
E – électrodes.
S – bobine de self-induction.
C – condensateurs.

Dans ce montage les conducteurs de la bobine arrivent directement aux bornes des électrodes; à ces mêmes bornes sont fixés les fils du circuit oscillant.

Cette disposition facilite les mesures électriques à haute fréquence. L'onde électrique à basse fréquence qui provient de la bobine obéit à la loi des courants dérivés; une partie passe directement par les électrodes, l'autre charge les condensateurs. Il y a avantage à ne pas superposer le courant de décharge des condensateurs et le courant à basse fréquence qui passe par les électrodes.

Il est important que le circuit à haute fréquence soit court et composé de fil de cuivre d'un diamètre assez gros. De plus, il faut autant que possible tendre les fils parallèlement et éviter les sinuosités qui augmentent la self-induction.

Plusieurs auteurs recommandent pour empêcher les condensateurs de se décharger dans la bobine, de pratiquer sur le courant de charge

[2]) LANDOLT-BÖRNSTEIN, Physikalisch-chemische Tabellen, p. 776. Berlin 1905.

une ou deux coupures formées par une pointe et une boule, distantes de quelques millimètres. La pointe termine le circuit de la bobine, la boule celui des condensateurs.

Nous avons préféré pour éviter la perte d'énergie due à ces coupures, user d'un autre artifice. Remarquons d'abord que la self-induction et la résistance ohmique du circuit secondaire d'une bobine sont très grandes. L'oscillation électrique n'y passera donc qu'à une fréquence bien inférieure à celle du circuit de décharge. En remplaçant les fils rectilignes qui vont de la bobine au spectro-déflagrateur par quelques boudins de fil de cuivre, nous augmentons encore la self-induction du circuit de charge, et ainsi nous protégeons encore mieux la bobine contre les oscillations à haute fréquence. L'intensité du courant de charge n'est que très peu diminuée par ces boudins, qui n'offrent pour la basse fréquence qu'une très faible résistance inductive.

Sur le parcours du circuit à haute fréquence est placée une bobine de self-induction de 509 mm de longueur et 189 mm de diamètre. Les 64 spires de fil de cuivre de 3 mm de diamètre avec un pas de 10 mm. sont montées sur un tambour complètement en ébonite ; toutes les parties métalliques sont en métal non magnétique, en laiton. Un con-

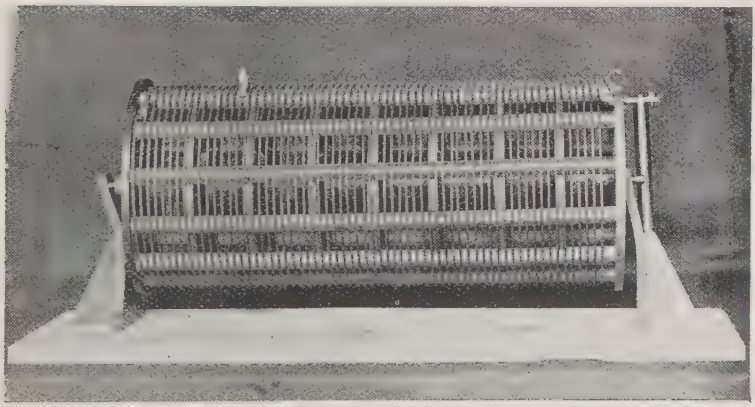


Figure 10 : La bobine de self-induction.

tact à ressort, visible sur la figure, peut être fixé sur l'une des spires : pour nos expériences la bobine fut d'abord divisée en 8 tronçons égaux de 8 spires chacun. Une seule couche de fil nu recouvre la bobine. Elle

a de ce fait, une capacité très faible ; la résistance totale des fils de cuivre du circuit à haute fréquence, y compris la bobine de self, est de 0,156 Ohm.[3]

La batterie de condensateurs était composée de 6 condensateurs système Moscicki, en série. Chaque élément est formé de 6 tubes de verres renforcés au col. Une couche d'argent métallique déposée à l'intérieur des tubes forme l'une des armatures ; les tubes baignent extérieurement dans un mélange d'eau et d'acide sulfurique qui sert de seconde armature. Les contacts avec les armatures ont lieu par des lames épaisses de plomb, qui aboutissent à des bornes fixées sur le couvercle de l'appareil. Les 6 tubes sont renfermés dans un vase de verre. Chaque élément qui est calculé pour 0,5 kilovoltampère peut supporter une tension de 10 000 volts, sa capacité est d'environ 0,033 microfarad, à basse fréquence.

Ces condensateurs offrent une résistance remarquable à la rupture du diélectrique et ne présentent pas à la haute fréquence, les pertes considérables des condensateurs plans ou des bouteilles de Leyde.[4]

La décharge des condensateurs a lieu entre des électrodes de forme ovoïde de 12,6 mm. de longueur et de 8 mm. de diamètre maximum. Elles sont munies de petites queues coniques qui servent à les fixer dans le spectro-déflagrateur.

Chapitre III.

LES SPECTRO-DÉFLAGRATEURS.

Sur les dessins et les indications de M. le professeur de Kowalski et de l'auteur, la Société genevoise pour la construction d'instruments de physique, a établi un spectro-déflagrateur de précision qui peut servir également aux décharges oscillantes et aux décharges des tubes de Geissler.

L'appareil est mobile suivant les trois coordonnées de l'espace et les porte-électrodes peuvent être placés dans tous les azimuts. *

Un banc de machine à diviser de 50 cm de long et de 21 cm de

[3]) Voir IIIe partie, chapitre 2 : Les méthodes de mesures.

[4]) Voir «Eclairage électrique», 1904, V, XLI, p. 14, et le catalogue de la Société générale des condensateurs électriques, Fribourg (Suisse).

*) Voir le dessin à l'échelle à la fin du volume.

large supporte une tablette munie d'un vernier, dont les déplacements sont mesurés par une échelle divisée de 30 cm de long, appliquée au socle de la machine. La tablette est mobile sur les arêtes du banc. Une vis de serrage peut fixer tout le système. Le déplacement perpendiculaire est assuré par une glissoire, qui est fixée sur la tablette et guide la course d'un chariot portant une colonne. Le chariot est muni en avant d'un repère qui permet de noter sa position sur une règle divisée de 120 mm. La longueur de la glissoire est de 20 cm ; deux niveaux

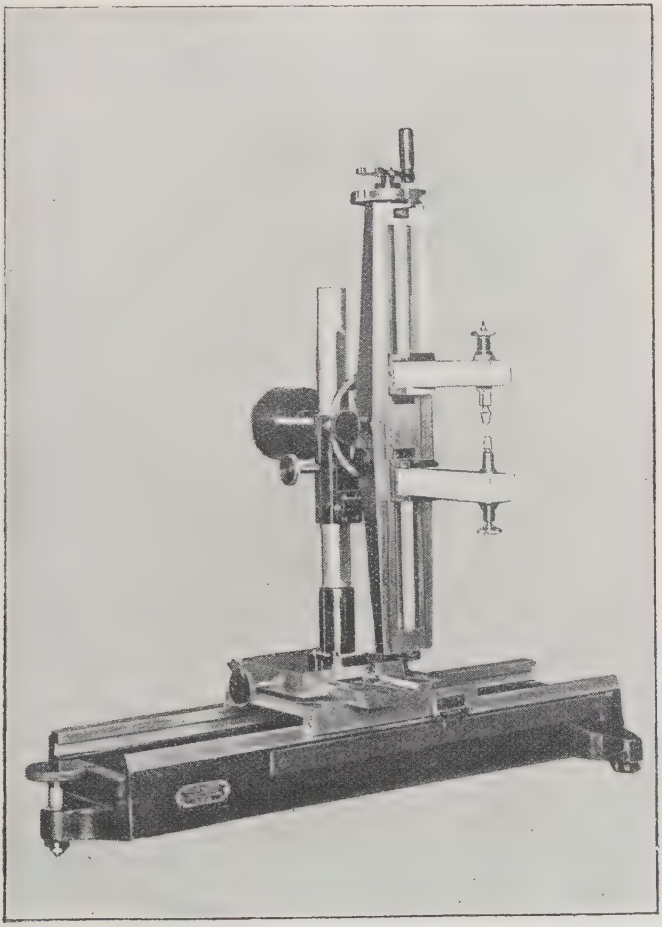


Fig. 11 : Le spectro-déflagrateur.

d'eau, non visibles dans le dessin à l'échelle de l'appareil, permettent d'installer la tablette dans le plan horizontal. Une vis de serrage placée de côté protège l'appareil contre les déplacements accidentels. Le socle est supporté par deux pieds et une vis calante.

Dans le plan vertical, la colonne haute de 30 cm guide un anneau de 9 cm de long, retenu par une vis et une crémaillère ; celle-ci porte une division qui repère exactement la hauteur ; le déplacement total en hauteur est de 12 cm. Deux petites vis non visibles sur le plan, maintiennent le système dans la position choisie. Perpendiculairement à la colonne et parallèlement à la plus petite dimension du banc, l'anneau élargi vers le haut porte sur le côté un axe où est fixé en avant de la colonne le support d'électrodes, en arrière un contrepoids garni de plomb. Le détail de cette partie de l'appareil est un peu compliqué; pour en faciliter l'explication la photographie accompagne le plan.

Contre l'anneau nous voyons un disque. Il est immobile et divisé en degrés pour permettre de ramener les électrodes dans le même azimut. La vis munie d'un curseur à repère est entraînée par le porte-électrodes ; elle assure aussi le serrage. Tout le système tourne sur un axe court de 5 cm de long, qui est vissé dans le porte-électrodes, traverse l'anneau et est retenu par une goupille et une rondelle que le contrepoids recouvre.

Le porte-électrodes ressemble à un fléau de balance que suivant son grand axe traverserait une vis ; il a 35 cm de long. La vis est en deux parties réunies au milieu par une goupille ; elle est de pas gauche et droit et déplace symétriquement par rapport au milieu deux coussinets ; la partie évidée fait glissière et guide la course des coussinets portant les colonnes de marbre où sont scellées les bornes. Le mouvement est commandé par une manivelle ; les lectures se font sur une échelle de 10 cm de long. Une lecture plus exacte est donnée par le tambour, qui permet une lecture au $^1/_{100}$ de millimètre.[5]

Les tubes de Geissler se fixent entre les électrodes écartées à la distance nécessaire.

---

[5]) Le dessin à l'échelle ($^1/_4$ grandeur naturelle) a une faute : les colonnes d'ébonite et de marbre doivent avoir une longueur supérieure à la moitié de la distance maximale des électrodes, sinon la décharge passe, pour cette distance, de l'électrode à la masse. La longueur des colonnes doit donc être entre la masse et la borne, plus grande que 100 mm et non 74 mm comme l'indique le dessin.

Ce nouveau spectro-déflagrateur avec ses échelles pour toutes les positions s'est montré d'un usage très commode. Un petit perfectionnement lui serait cependant utile. L'axe, sur lequel se fait la rotation des électrodes dans le plan vertical, devrait être percé d'un trou (diamètre 3 mm) pour faciliter l'installation de l'appareil sur l'axe optique du collimateur. Cela offre au point de vue mécanique une difficulté assez grande: le trou passera par le point où sont réunies les deux vis droite et gauche, qui commandent le déplacement des électrodes.[6]

Ce spectro-déflagrateur, si précis qu'il soit, ne peut convenir à cause de sa grandeur à la décharge dans les gaz. Nous avons employé un autre genre d'appareil qui porte les électrodes et doit former l'enceinte des gaz dans lesquels se fait la décharge; nous les appelons pour abréger: vases à décharges; l'un est en verre, l'autre en métal.

La photographie ci-contre représente le vase à décharges en verre.

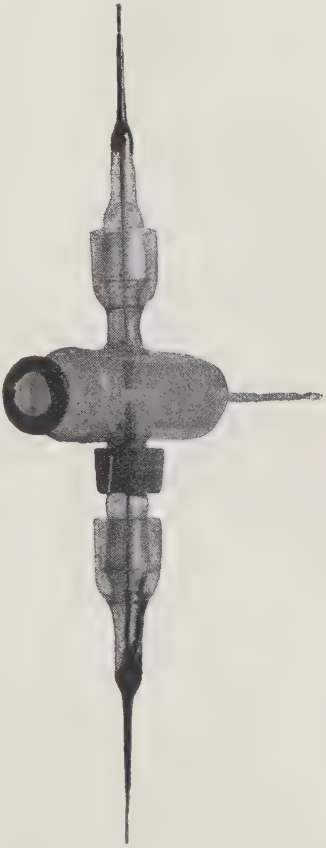


Figure 12: Vase à décharge en verre.

Il est formé d'un cylindre de verre de 63 mm de diamètre et de 203 mm de long, fermé à l'une des extrémités par un tube étroit (5 mm), où est soudé un rodage. L'autre extrémité a un col, puis une surface

[6]) Pour nos travaux, tels qu'ils sont décrits dans cette publication, nous n'avions nullement besoin d'un spectro-déflagrateur de précision. Cet appareil a été construit pour d'autres recherches que nous résumons ici. Une longue étincelle oscillante de 10 à 20 cm est étudiée spectroscopiquement en son milieu; aucune raie métallique ne s'y trouve, les lignes du métal réapparaissent en ce point pour une longueur d'étincelle plus petite. En partant de ce fait nous

plate formant une couronne de 10 mm de largeur, finement rodée. Au milieu du cylindre sont soudés sur le même axe deux tubes (diamètre 38 mm) terminé chacun par un rodage de sens inverse. Le tube supérieur a un rodage extérieur entouré d'une cupule en verre ; le tube inférieur a un rodage intérieur où vient s'appliquer un tube à rodage extérieur muni d'une cupule.

Les électrodes sont supportées par des tiges de cuivre de 3 mm portant des bornes. Ces tiges passent à travers les tubes rodés qui s'appliquent sur les rodages de l'appareil ; elles sont scellées par de la glu marine, en remplissant de cette matière bouillante le tube étroit qui termine les porte-électrodes. La longueur des tiges de cuivre est prise telle qu'une distance de 8 mm sépare les électrodes, lorsqu'elles sont en place. Elles sont centrées et l'étincelle éclate à l'endroit où se trouvait l'étincelle qui nous a servi à régler le spectrographe.

Les cupules sont garnies de mercure très propre qui assure la fermeture.

Une plaque de quartz de 1 mm d'épaisseur est fixée sur le bord rodé de l'appareil ; nous avons rencontré de grandes difficultés à assurer l'étanchéité de cette fermeture. Un mélange de kaolin et de carbonate de chaux, très finement pulvérisé et délayé dans le silicate de potasse est étanche pendant 3 ou 4 jours ; puis ce mastic se fendille et laisse rentrer l'air. La cire rouge, le mastic Golaz, la gélatine dissoute dans l'acide acétique ne valent pas mieux. Seule la glu marine bien employée maintient hermétiquement clos le vase. Pour l'appliquer avec succès il faut chauffer les pièces à assembler sur un bain de sable à quelques centimètres de la couche jusqu'à ce que leur température soit supérieure à 100°. Puis on fait fondre sur un feu

---

voulions déterminer les conditions de l'apparition ou de la disparition des raies métalliques.

Nous voulions aussi reconnaître pour une longueur constante de l'étincelle, la distance à laquelle les particules métalliques arrachées au métal par la décharge, se transporte le long de l'étincelle ; ces recherches n'ont pas pu aboutir à des conclusions certaines ; les paramètres électriques de l'étincelle ne nous étaient pas connus, et ainsi nous n'étions jamais certains de nous retrouver dans les mêmes conditions. Nous avons abandonné ces recherches pour nous occuper des conditions électriques de la production des spectres. Mais nous espérons pouvoir dans peu de temps appliquer les résultats de ce travail à la question que nous venons d'indiquer.

très doux le mastic [7] qui devient visqueux. Avec une spatule on l'applique délicatement sur le rodage ; d'un coup de main rapide on presse sur la plaque de quartz chaude le disque rodé garni de glu marine. Après refroidissement la zone collée doit être absolument brillante sans partie mate, où la glu marine n'adhérerait pas au quartz.

Au moyen de ce vase à décharges en verre, dont le volume est de 600 cm³, nous avons obtenu le spectre du fer, du nickel, du cuivre, de l'argent et du platine. Pour les autres métaux (zinc, cadmium, plomb, étain), l'étincelle oscillante produisait des poussières d'oxyde, qui obscurcissaient le quartz et rendaient la photographie difficile à prendre. Nous avons alors construit un autre vase à décharges de volume beaucoup plus grand (2500 cm³), la photographie ci-jointe le représente monté sur son support.

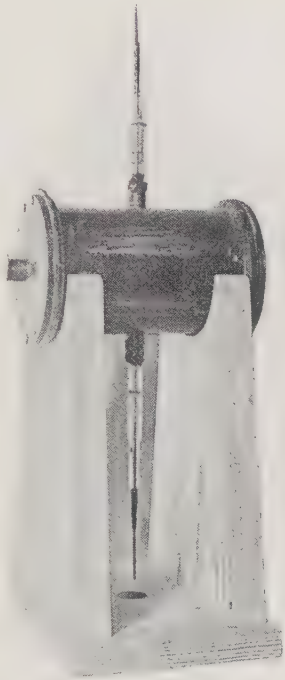


Figure 13 : Vase à décharge en métal.

Un cylindre de laiton de 212 mm de longueur, de 138 mm de rayon, est muni de deux tubulures placées au milieu de la longueur, à l'extrémité d'un même diamètre perpendiculairement aux génératrices. Dans ces tubulures sont scellés à la glu marine deux rodages complets qui supportent les électrodes, ainsi que nous l'avons vu dans le modèle précédent. Les bords du cylindre sont élargis ; à chaque extrémité, un rebord percé de douze trous à vis maintient une plaque de métal qui obture le cylindre. D'un côté le centre de la plaque est garni d'une tubulure de 2 centimètres de diamètre et de 4 centimètres de long. La section est parfaitement plane ; la plaque de quartz est collée, à la glu marine, sur les bords de la tubulure. L'opération est très

[7]) Glu marine de Ducretet. Paris.

délicate et ne réussit pas du premier coup ; il faut chauffer très fortement le métal, le recouvrir de glu marine, appliquer la plaque de quartz et chauffer de nouveau jusqu'à ce que fonde le mastic, en évitant que la dilatation inégale du quartz le fasse se briser. Pour assurer l'étanchéité de ce vase, nous avons garni de rondelles de caoutchouc, enduite de minium, les deux plaques qui viennent fermer le cylindre. On chauffait pour ramollir le caoutchouc, puis les douze vis de chaque plaque étaient serrées à fond. Un rodage en verre, diamètre 5 mm, mastiqué à la glu marine, dans un tube de laiton placé sur le côté (invisible sur la photographie) permettait de réunir l'enceinte à décharge avec les conduites.

La longueur d'étincelle (8 mm) fut vérifiée au cathétomètre avant la fermeture du cylindre ; la distance des électrodes à la fente fut maintenue à 40 cm comme pour les photographies précédentes.

IIIe PARTIE.

Mesures électriques dans le circuit de l'étincelle.

Chapitre I.

LE CALCUL DES OSCILLATIONS ÉLECTRIQUES.

Nous avons dans la préface émis l'hypothèse que la production des lignes spectrales devait dépendre pour une part de l'énergie maxima du courant oscillatoire qui entretient l'étincelle. Des travaux de M. H. Koch[1] il résulte que l'équation caractéristique de l'étincelle est :

$$v = a + \frac{b}{i}$$

où v est la tension aux bornes des électrodes, i l'intensité du courant, a et b deux constantes ; a s'exprime en volt, b en watt ; ces deux constantes ne dépendent que de la longueur de l'étincelle. Se fondant sur ces travaux, M. A. Heydweiller,[2] a repris l'étude des décharges oscillantes avec étincelle[3]; il a montré dans un récent article que l'énergie de l'étincelle dans le temps dt peut être représenté par :

$$vidt = aidt + bdt.$$

«Il est possible, dit M. Heydweiller, que dans les gaz, en outre de l'énergie représentée par cette équation, il se produise encore de la chaleur de Joule. Si le cas est ainsi, l'équation caractéristique de la forme :

$$v = a + \frac{b}{i}$$

est incomplète et l'on doit ajouter au côté droit un terme wi. Mais

---

[1]) H. Koch, Annalen der Physik *15*, p. 866, 1904.

[2]) A. Heydweiller, Energie, Dauer, dämpfende Wirkung und Widerstand von Kondensatorfunken. Ann. der Physik *19*, p. 649, 1906.

[3]) Dans l'article que nous citons, M. Heydweiller reprend la théorie de la décharge oscillante avec étincelle en tenant compte de la formule ci-dessus : $v = a + \frac{b}{i}$. Par suite des conditions expérimentales spéciales, cette intéressante méthode n'était que très difficilement applicable à nos recherches dans les gaz.

d'après les mesures faites jusqu'à maintenant, ce terme additionnel, s'il existe, est d'un ordre de grandeur inférieur par rapport aux deux autres et peut, dans la plupart des expériences, être laissé de côté.[4] »

L'expression ci-dessus est applicable pour le calcul de l'énergie instantanée.

Nous admettons donc que l'énergie maximum est en première approximation proportionnelle à l'intensité maxima du courant, et non pas au carré de cette intensité.

Nous avons cherché à déterminer cette intensité maxima, en nous servant du développement théorique qu'a donné Sir W. Thomson (Lord Kelvin) pour la décharge oscillante.[5] Nous avons aussi consulté les plus récents travaux parus sur les oscillations dans un circuit contenant des condensateurs et une étincelle; en particulier, les recherches de ces dernières années, dans le domaine de la télégraphie sans fil, nous ont été particulièrement utiles pour établir la méthode de mesure la plus adéquate et la plus simple.

La plupart des développements qui composent ce chapitre sont déjà connus. Nous les présentons en raccourci autant que le permet notre but: donner aux spectroscopistes une méthode dont le fondement théorique soit bien établi et en même temps facile à appliquer. C'est d'ailleurs, à notre connaissance, la première fois que les méthodes de mesures employées dans la télégraphie sans fil sont appliquées à la spectroscopie.

La théorie de Thomson pour la décharge oscillante d'un condensateur nous donne pour l'intensité du courant l'expression :

$$i = e^{\frac{-\omega}{2L}\cdot t}\left\{ C\,V_0 \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{\omega^2}{4L^2}} \left(1 + \frac{\frac{\omega^2}{4L^2}}{\frac{1}{LC} - \frac{\omega^2}{4L^2}} \right) \sin \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{\omega^2}{4L^2}} \cdot t \right\}$$

où ω est la résistance ohmique du circuit, L, le coefficient de self-induction, C, la capacité, V_0, la différence de potentiel aux bornes des condensateurs.

---

[4]) A. Heydweiller, Über Dämpfung und Widerstand in Kondensatorfunken. Ann. der Physik *25*, p. 48, 1908, et pour la citation p. 59—60.

[5]) Phil. Mag. (4) *5*, p. 393, 1855.

La condition pour que la décharge soit oscillante est $\frac{\omega^2}{4\,L^2} < \frac{1}{LC}$

Posons $\frac{\omega^2}{4\,L^2} = a^2$ et $\frac{1}{LC} = b^2$ $\qquad a^2 < b^2$

l'équation devient :

$$i = e^{-at}\left\{ C\,V_0 \sqrt{b^2 - a^2}\left(1 + \frac{a^2}{b^2 - a^2}\right) \sin \sqrt{b^2 - a^2} \cdot t \right\}$$

Cette équation a son maximum pour :

$$\sqrt{(b^2 - a^2)} \cdot t = \frac{\pi}{2}$$

$$t = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{b^2 - a^2}}$$

Si a^2 est négligeable vis-à-vis de b^2

$$t = \frac{1}{b} \cdot \frac{\pi}{2} = \frac{\pi}{2} \sqrt{LC}$$

En admettant que

$$e^{-at} = e^{-\frac{\omega}{2L} \cdot \frac{\pi}{2} \sqrt{LC}} \text{ est égal à } 1.$$

nous avons :

$$J_{max.} = C\,V_0 \sqrt{\frac{1}{LC}} = \frac{C\,V_0}{\sqrt{LC}} \qquad (1)$$

La fréquence de l'oscillation électrique est :

$$n = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{\omega^2}{4\,L^2}}$$

Et la durée d'une oscillation, la période est :

$$T = \frac{2\,\pi}{n\,\pi} = \frac{2\,\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{\omega^2}{4\,L^2}}}$$

que nous pouvons écrire :

$$T = \frac{2\,\pi \sqrt{LC}}{\sqrt{1 - \frac{\omega^2\,C}{4\,L}}}$$

Si $\frac{\omega^2 C}{4 L}$ est très petit par rapport à l'unité, nous trouvons la formule connue de Lord Kelvin :

$$T = 2 \pi \sqrt{L C} \text{ et } n = \frac{1}{\pi \sqrt{L C}} \tag{2}$$

En admettant que la vitesse de propagation des oscillations électriques est égale à la vitesse de la lumière, nous pouvons, connaissant cette vitesse, passer de l'expression de la période à celle de la longueur d'onde. Nous savons, en désignant par λ la longueur d'onde, par v la vitesse de la lumière que :

$$\lambda = v T$$

$$\lambda = 2 \pi v \sqrt{L C}$$

Exprimons L en unités électromagnétiques, C en unités électrostatiques. Multiplions cette valeur de C par une constante qui est pour l'expression de la capacité la constante de proportionnalité entre les deux systèmes d'unité. Nous avons :

$$\lambda = 2 \pi v \cdot \sqrt{\frac{1}{9 \cdot 10^{20}} \cdot L_{cm} C_{cm}}$$

$$\lambda = \frac{2 \pi v}{3 \cdot 10^{10}} \cdot \sqrt{L_{cm} C_{cm}}$$

La vitesse de la lumière est justement 3.10^{10} cm ; il nous reste cette expression remarquable

$$\lambda_{cm} = 2 \pi \sqrt{L_{cm} C_{cm}}$$

Lorsqu'on exprime la self-induction en *cm* dans le système électromagnétique, et la capacité en *cm* dans le système électrostatique, l'application de la formule ci-dessus donne directement la longueur d'onde en *centimètres.*

Reprenant l'équation (1) nous pouvons dès lors écrire :

$$J_{max.} = \frac{C V_0}{\sqrt{L C}} = \frac{2 \pi V_0 C}{2 \pi \sqrt{L C}} = \frac{2 \pi V_0 C \cdot 3.10^{10}}{\lambda} \tag{3}$$

Les équations que nous venons d'établir restent vraies dans leur généralité, lorsque l'on introduit dans le circuit une distance explosive

où éclate une étincelle. Nous n'avons pas eu l'occasion de montrer que, même sans étincelle dans le circuit, celui-ci est le siège d'un amortissement, d'ailleurs faible, des oscillations électriques.

La présence de l'étincelle qui absorbe la plus grande partie de l'énergie de la décharge, augmente considérablement l'amortissement. Pour nos déterminations de l'intensité maximum des oscillations électriques, l'amortissement ne peut troubler nos calculs; puisque nous considérons la valeur maximum du courant pendant la première oscillation, sans nous intéresser aux valeurs maxima plus petites des oscillations qui suivent.

Cependant, il est intéressant de connaître approximativement la valeur de l'amortissement; nous pouvons de cette connaissance tirer la valeur approchée de la résistance totale du circuit; aucune méthode expérimentale directe ne peut, à cause de la présence de l'étincelle, nous donner la valeur de cette résistance.

Considérons deux amplitudes successives du courant A_1 et A_2 de même sens et séparés par une période T; prenons leur rapport:

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{e^{-at}}{e^{-a(t+T)}} = e^{aT}$$

$$log \frac{A_1}{A_2} = a\,T = \delta$$

δ est appelé décrément logarithmique des oscillations. En nous reportant au calcul complet de la décharge oscillante nous pourrons voir que a est égal à $\frac{\omega}{2\,L}$; il vient donc:

$$\delta = \frac{\omega}{2\,L} \cdot T \qquad (4)$$

Nous ne voulons retenir des différents travaux sur l'amortissement des oscillations électriques que les conclusions suivantes [6] qui intéressent plus spécialement nos recherches:

1° La valeur absolue du décrément d'un circuit à faible résistance ohmique métallique, et dont la capacité est comprise entre 180 et

[6]) ZENNECK, Elektromagnetische Schwingungen u. Drahtlose Telegraphie. Enke, Stuttgart 1905, p. 375—385. Edition française chez Gauthier-Villars 1909.

9000 cm, varie, pour une valeur optimum de la longueur de l'étincelle entre 0,15 et 0,05.[7]

2° En substituant dans (4) la valeur de $T = 2\pi\sqrt{LC}$ il vient $\delta = \pi\omega\sqrt{\frac{C}{L}}$ l'amortissement sera d'autant plus faible que la résistance ohmique et la capacité du circuit oscillant seront plus petites et que la self-induction sera plus grande. La valeur de δ croît proportionnellement à la résistance, à la racine carrée de la capacité et en raison inverse de la racine carrée de la self-induction.[8]

3° La résistance moyenne de l'étincelle (ce qui veut dire la résistance qui consommerait la même énergie que l'étincelle)[9] entre 1 mm et 5 mm est de l'ordre de l'ohm ; elle croît beaucoup moins vite que la longueur de l'étincelle, et elle est à peu près la même pour des électrodes de cadmium et de platine.[10]

En résumé il faut pour pouvoir appliquer les formules simplifiées que nous avons établi plus haut

1° que le produit $\frac{\omega^2 C}{4L}$ soit très petit par rapport à l'unité, en d'autres termes que $\frac{\omega^2}{4L^2}$ soit négligeable vis-à-vis de $\frac{1}{LC}$.

2° que l'exponentielle $e^{-\frac{\omega}{2L}\cdot\frac{\pi}{2}\sqrt{LC}}$ soit égale à l'unité ;

3° que les oscillations électriques dues à une décharge soient complètement amorties lorsque les condensateurs sont prêts à se décharger de nouveau. Sinon des phénomènes d'interférences rendraient impossible l'application des formules simples.

Il nous est facile par les méthodes que nous indiquons dans le chapitre suivant de déterminer les valeurs de C, L, V_0 qui entrent dans les formules (1) et (3). Nous devons tout d'abord vérifier les condi-

[7]) G. Rempp, Die Dämpfung von Kondensatorkreisen mit Funkenstrecke. Inaug.-Dissert. Strassburg 1905.

[8]) A. Turpain, La télégraphie sans fil, 2e édition, Gauthiers-Villars, p. 174.

[9]) Voir à ce sujet les réserves que fait M. Heydweiller sur la notion «résistance de l'étincelle», «Funkenwiderstand», Ann. der Physik *25*, p. 58, 1908.

[10]) C. F. Winkelmann, Handbuch der Physik, Bd. V, 1908, p. 609, et les nombreux articles de Battelli et Magri. Phys. Zeitschrift 1902, *3*, p. 542, et 1903, *4*, p. 181.

tions de possibilité et pour cela connaître la valeur totale ω de la résistance.

En admettant que le décrément logarithmique soit égal à la valeur maximum observée jusqu'ici dans des conditions analogues à celles de nos expériences,[11] nous pouvons de la formule (4) calculer la résistance totale du circuit.

En l'appliquant pour la plus grande valeur de L nous trouvons :[12]

$$\omega = \frac{2 L \delta}{T} = \frac{L \delta}{\pi \sqrt{L C}} = \frac{\delta}{\pi} \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{5}$$

$$\omega = \frac{0{,}15}{3{,}14} \sqrt{\frac{3.66 \cdot 10^{5}.9}{4.970 \cdot 10^{-20}}} = 12{,}2 \cdot 10^{9} = \textit{12,2 ohms}$$

Cette valeur est la plus grande que puisse atteindre la résistance totale. D'ailleurs nous avons adopté pour le décrément logarithmique une valeur maximum. D'après les recherches de M. Rempp et les mesures approchées que nous avons faites nous serons plus près de la réalité en introduisant dans nos calculs une valeur du décrément logarithmique égale à 0,06—0,08 et non à 0,15. La résistance totale est alors de 6,1 ohms; ce chiffre correspond beaucoup mieux aux résultats indiqués dans les travaux que nous avons cités plus haut. Nous tenons cependant à montrer que même pour les cas limites ($\delta = 0{,}15$), l'application des formules de Lord Kelvin au calcul de l'intensité maximum du courant est tout à fait justifiée.

(En mesurant la résistance du circuit métallique, nous avons obtenu, pour la plus grande valeur de la self-induction, une résistance ohmique de 0,513 ohm.)

Vérifions la première condition :

$$\frac{\omega^2 C}{4 L} = O$$

en remplaçant ω^2 par sa valeur (5) il vient :

$$\frac{\omega^2 C}{4 L} = \frac{\frac{\delta^2 L}{\pi^2 C} C}{4 L} = \frac{\delta^2}{4 \pi^2}$$

---

[11]) C. F. Rempp, loc. cit., page 27.

[12]) Les valeurs introduites dans la formule sont le résultat des mesures décrites au chapitre suivant.

La vérification de cette condition est indépendante de la période, si le décrément logarithmique est dans les limites des expériences, constant pour toutes les longueurs d'ondes.

Il vient donc en remplaçant ∂ par 0,15 :

$$\frac{\partial^2}{4\,\pi^2} = 5{,}7 \times 10^{-4}$$

Si au lieu de considérer la valeur maximum du décrément logarithmique nous introduisons dans nos calculs la valeur la plus probable comprise entre 0,06 et 0,08, le nombre ci-dessus est alors à diviser par quatre.

Il est déjà dans les conditions où nous l'avons calculé, suffisamment petit.

Passons à la seconde condition :

$$e^{-\frac{\omega}{2\,L}\cdot\frac{\pi}{2}\sqrt{L\,C}} \text{ doit être égal à l'unité.}$$

Il nous suffira de le vérifier pour les valeurs les plus grandes de la self. Remarquons que nous pouvons écrire l'exposant :

$$\frac{\omega}{8\,L}\cdot 2\,\pi\sqrt{L\,C} = \frac{1}{4}\cdot\frac{\omega}{2\,L}\,T$$

or $\frac{\omega}{2\,L}\,T$ est le décrément logarithmique que nous avons pris avec sa valeur maximum 0,15, il vient donc :

$$e^{-\frac{\omega}{2\,L}\cdot\frac{\pi}{2}\sqrt{L\,C}} = e^{-\frac{0{,}15}{4}} = e^{-\frac{3}{80}} = 0{,}963$$

Si nous prenons 0,06 pour le décrément logarithmique l'exponentielle devient égale à 0,985.

Remarquons que ces valeurs ne dépendent que de l'amortissement. Leur approximation est suffisante pour que nous puissions poser l'exponentielle égale à l'unité. D'ailleurs en nous rapportant à une remarque faite plus haut (page 47), nous ne considérons que l'intensité maxima de la première oscillation ; pour elle, le décrément logarithmique est évidemment nul ; nous avons dans ce cas l'exponentielle identique à l'unité.

La troisième condition est facile à remplir : Les condensateurs sont chargés par la bobine d'induction tous les 10^{-2} seconde. La période

des oscillations les plus longues est égale $8{,}9 \cdot 10^{-6}$; en $^1/_{100}$ de seconde, dans l'intervalle de deux charges successives, il peut se produire $10^4 \cdot \frac{1}{8{,}9}$ oscillations.

Soit A_0 l'amplitude maximum du courant dans la première oscillation ; soit A cette amplitude après $\frac{10^4}{8{,}9}$ oscillations ; nous avons :

$$\frac{A_0}{A} = \frac{e^{-at}}{e^{-a(t+T)}} = e^{aT_1} = e^{\frac{\omega}{2L}T_1} = e^{165} = 4{,}54 \cdot 10^{71}$$

ou $T_1 = {}^1/_{100}$; $\omega = 12{,}1 \cdot 10^9$; $L = 3{,}66 \cdot 10^5$

Un calcul simple nous montre qu'après 10 oscillations, l'intensité maximum de la première oscillation se rapporte à l'intensité maximum de la 10e comme 4,35 à l'unité ; de la 20e comme 51,41 à l'unité, de la 100e comme $2{,}4 \cdot 10^6$ à l'unité.

Cherchons le temps nécessaire à la réduction de l'intensité par l'amortissement au millième de sa valeur.

$$1000 = e^{1{,}65 \cdot 10^4 x} \qquad x = 4{,}18 \cdot 10^{-4} \text{ seconde.}$$

Nous trouvons $4{,}18 \cdot 10^{-4}$ seconde ; il s'est produit jusque là environ 47 oscillations.

Ainsi après 4,18 dix millièmes de seconde la valeur de l'intensité du courant est déjà presque nulle.

Pour rendre ces chiffres plus suggestifs supposons que nous ayons affaire à des oscillations 10^4 fois moins rapides. Si l'intensité est maximum au temps zéro, après 4,18 secondes, elle est réduite au millième de sa valeur, après 100 secondes seulement les condensateurs donneront une nouvelle décharge.

Après nous être assuré de l'application des formules, il nous reste à mesurer les valeurs inconnues qui entre dans l'équation :

$$J_{max} = \frac{2\pi V_0 C \cdot 3 \cdot 10^{10}}{\lambda} = \frac{2\pi C V_0}{2\pi \sqrt{LC}} 3 \cdot 10^{10}$$

Ce sont d'abord la longueur d'onde λ ;
puis L, la self-induction ;
puis C, la capacité ;
et enfin V_0, la différence de potentiel maxima aux bornes des condensateurs.

Le chapitre suivant est consacré à ces mesures.

Chapitre II.

LES MESURES DANS LE CIRCUIT DE L'ÉTINCELLE.

Nous avons vu dans le second chapitre de la deuxième partie de ce travail que le circuit secondaire est composé de condensateurs, réunis en séries, d'une bobine de self et d'une étincelle.

Nous avons choisi une valeur de la capacité qui soit comprise entre les valeurs des capacités employées par MM. Neculcéa et Berndt. Nous avons voulu, aussi bien pour les mesures électriques que pour les photographies spectrales, partir de la valeur la plus petite de la self-induction qu'il nous était possible d'obtenir. A ce propos, nous ne voyons pas l'utilité de la classification de M. Néculcéa [13] qui appelle *étincelle condensée* et même ordinaire, celle qui est alimentée par une décharge de condensateurs dans un circuit sans self-induction apparente ; la désignation d'étincelle oscillante est par lui réservée aux effets lumineux de la décharge d'une batterie de condensateurs, à travers une self-induction et entre électrodes métalliques. A notre avis, il n'y a pas de différence essentielle entre ces deux décharges. La première est oscillante comme la seconde ; mais elle a une fréquence et une intensité de courant beaucoup plus grandes, puisque la self-induction du circuit rectiligne est très petite.

Pour l'étude des changements d'intensité maxima du courant sous l'action de la self-induction, nous avons divisé notre bobine de self-induction en 8 parties égales comprenant chacune 8 spires. Nous les avons numérotèes de 1 à 8, réservant l'indication zéro à la valeur de la self propre du circuit, sans introduction d'autre self-induction. Pour les recherches spectroscopiques, nous n'avons utilisé que les 8 valeurs désignées de *0* à *7*.

Quelques expériences préliminaires nous ont montré le peu d'influence du métal employé comme électrodes et du gaz ambiant sur la longueur d'onde des oscillations. A ce sujet nous devons remarquer que les décharges dans l'hydrogène sont beaucoup plus régulières et se prêtent beaucoup mieux aux mesures que dans l'oxygène ; nous attribuons ce fait à la désoxydation des électrodes par le gaz. Nous avons employé le cuivre comme électrodes dans l'hydrogène, le zinc, ou mieux l'argent, comme électrodes dans l'oxygène. Toutes les électrodes étant

---

[13]) E. NÉCULCÉA, loc. cit., p. 16—20, p. 25.

de même forme, avaient même grandeur et même surface, sauf pour les électrodes cylindriques de platine. D'ailleurs, après les expériences de Rempp sur la relation entre le décrément logarithmique et la grosseur des électrodes, celui-ci ne varie pas, tant que la longueur de l'étincelle est inférieure à 10 mm.[14] En général, les mesures pour être exactes demandent un temps assez long, pendant lequel l'étincelle qui éclate dans l'enceinte à gaz, l'échauffe ; il est nécessaire pour assurer la bonne concordance des résultats, d'interrompre fréquemment le courant pour laisser le gaz se refroidir ; les premières mesures après cet arrêt sont les meilleures et doivent seules être introduites dans les calculs.

La bobine d'induction, qui est actionnée par du courant alternatif et charge les condensateurs, doit être située assez loin de la table des mesures afin d'éviter que le champ magnétisant alternatif trouble les résultats.

Le fondement de nos mesures repose sur l'emploi de la méthode de résonnance. Soient deux circuits voisins comprenant chacun comme partie principale un condensateur, et une bobine de self-induction.

A = Ampèremètre thermique.
N = Bobine de self.
C = Condensateur réglable.

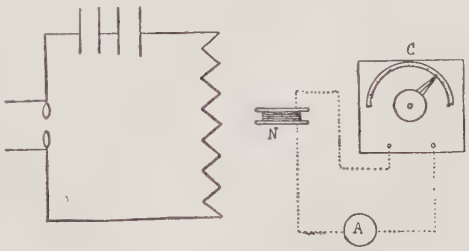


Figure 14 : Le circuit de mesure.

Dans le premier de ces circuits est intercalé une étincelle ; nous l'avons appelé circuit de décharge, et les détails en sont décrits plus haut.[15] Le second possède encore, en série avec le condensateur et la self, un ampèremètre thermique. Le condensateur de ce circuit est réglable, la self a une valeur connue. Le circuit de décharge induit dans le second circuit une force électromotrice qui est maximum lorsque :

$$L_1 C_1 = L_2 C_2$$

---

[14]) G. Rempp, loc. cit., p. 40 et 34.

[15]) Voir page 33, IIe partie.

Lorsque les produits des selfs-induction par les capacités correspondantes sont égaux, l'intensité du courant induit passe par un maximum et la déviation de l'ampèremètre atteint sa plus grande élongation : nous disons dans ce cas qu'il y a résonnance. T étant la période, sa valeur dans les deux circuits est :

$$T = 2\pi\sqrt{L_1 C_1} = 2\pi\sqrt{L_2 C_2}$$

L'ampèremètre, construit par Hartmann et Braun, Francfort, est à fil chaud. L'échelle comprend 10 divisions correspondant chacune à $^1/_{100}$ d'ampère. Le condensateur[16] réglable est représenté en coupe par la figure ci-jointe. Il a l'aspect d'un électromètre multicellulaire à cellules très serrées dans lesquelles peuvent s'introduire parallèlement aux parois horizontales, des plaques de métal portées par un axe, et parallèles entre elles. L'axe se termine par un bouton moleté, il porte un index qui se déplace sur les divisions en degré d'un demi-cercle gravé sur le couvercle du vase qui contient les cellules. En tournant ce bouton moleté, on fait pénétrer les plaques mobiles dans les cellules. La capacité augmente proportionnellement à l'angle de rotation sauf aux divisions extrêmes de 0° à 10° et de 170° à 180°. Les bords des plaques occasionnent quelques perturbations. La capacité peut varier dans les limites que nous venons d'indiquer de 300 à 2260 cm.

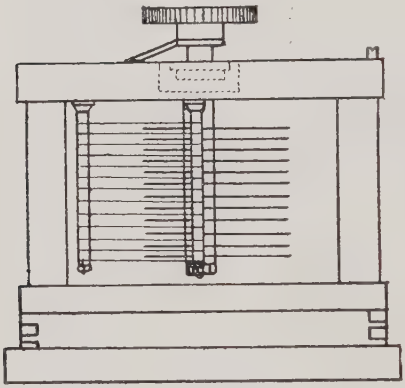


Figure 15 : Le condensateur réglable.

Nous avons utilisé deux bobines de self-induction d'environ $^{15}/_{10\,000}$ et $^1/_{10\,000}$ henry. Du fil de cuivre bien isolé de $^9/_{10}$ de mm a été bobiné dans la gorge d'un disque de bois ; la valeur de la self-induction a été calculée par la formule suivante :

---

[16]) Dr. E. NESPER, Die Frequenzmesser und Dämpfungsmesser der Strahlentelegraphie. Leipzig 1907.

$$L = 2Nl\left\{\left(1+\frac{h^2}{32\,r^2}\right) log.\,nat.\,\frac{8\,r}{h^2+\delta^2} - y_1 + \frac{h^2}{16\,r^2}\,y^2\right\}$$
$$+\ log.\,nat.\,\frac{g}{\delta} - \Delta\ C.\,G.\,S.$$

où N est le nombre de tours de fil, h l'épaisseur de la bobine selon l'axe, g le pas de l'hélice, r le rayon d'un tour, δ le diamètre du fil, l sa longueur ; les valeurs de y_1 et y_2 dépendent de $\frac{\delta}{h}$; elles sont données dans des tables spéciales,[17] il en est de même de Δ qui est fonction de N et de g. Cette formule empirique n'est valable à la haute fréquence que pour des bobines contenant au plus 10 tours de fil.

Pour vérifier expérimentalement les résultats de la formule, nous avons utilisé à basse fréquence et à basse tension les deux appareils construits par la maison Siemens et Halske à Berlin et décrits par M. Dolezalek.[18]

L'un sert à mesurer les selfs comprises entre 1 henry et 0,001 henry (10^9 et 10^6 cm). L'autre pour les selfs plus faibles à partir de 0,0001 h. (10^5 à 10^2 cm).

Un pont de Wheatstone à fil, où le téléphone peut, par la simple manœuvre d'une fiche, remplacer le galvanomètre, permet d'égaliser les résistances avec le courant continu ; en lui substituant le courant alternatif produit par un microphone vibrant sous l'action d'un électro-aimant (Summer), le téléphone accuse un bruit qui s'annule par le déplacement du contact mobile qui amène le rapport des segments du fil à être égal à celui des selfs-inductions. Les deux modèles sont fondés sur le même principe ; cependant dans la mesure des faibles coefficients de self-induction, le minimum correspondra plutôt à un point du fil où, même avec le courant alternatif les résistances du circuit sont équilibrées, et non au point où le sont les selfs-inductions.

Pour permettre une bonne séparation des deux minimum, le pont est muni d'une self-induction normale à self réglable. Les étalons de self-induction sont enroulés avec du cordon dont chaque fil fin est isolé ; ceci pour éviter sous l'action de la haute fréquence, les courants giratoires (Wirbelströme) dans la masse du fil. La bobine de self-induction de l'ordre de $^1/_{10\,000}$ d'henry fut mesurée avec le premier pont :

---

[17]) ZENNECK, loco citato, p. 997 et 998.

[18]) F. DOLEZALEK. Z. für Instrumentenkunde *23*, S. 240, 1903.

nous avons trouvé $1{,}55 \cdot 10^{-3}$ h. soit $1{,}55 \cdot 10^{6}$ cm ; la deuxième bobine avec le second pont qui nous donna $1{,}005 \cdot 10^{-4}$ h. ou 10^{5} cm.

Il n'était cependant pas suffisant de mesurer la valeur des self-inductions à basse fréquence ; nous ne savions pas si la valeur de la self n'était, à haute fréquence, diminuée par la capacité qu'offre toujours une bobine à plusieurs tours de fil de cuivre.

Nous appellerons dorénavant circuit (A) le circuit de l'étincelle, circuit (B) le circuit que la manœuvre du condensateur réglable amène à la résonnance. Dans le circuit (B) nous introduisons à la place de la bobine de self un communateur à deux directions permettant de la remplacer par une bobine étalon de self-induction. Le circuit (B) est amené à la résonnance une fois avec la bobine étalon, comme self-induction, une seconde fois avec la bobine dont on veut mesurer le coefficient.

Soit L_1 la valeur de l'étalon de self.

C_1 la capacité correspondante au moment de la résonnance.

L_2 la valeur de la self de la bobine.

C_2 la capacité correspondante à L_2, à la résonnance,

nous avons :

$$L_1 C_1 = L_2 C_2$$

Nous avons trouvé par cette méthode pour la première bobine $1{,}48 \cdot 10^{6}$ cm et pour la seconde 10^{5} cm.

Les étalons de self-induction que nous avons employées étaient garanties sans capacité et sans courant giratoire.[19] Les expériences ont été répétées avec des longueurs d'onde différente, des oscillations électriques. Les résultats que nous indiquons sont les moyennes d'une série de déterminations.

1. Recherche de la longueur d'onde des oscillations électriques.

Nous avons trouvé la formule

$\lambda = 2\pi\sqrt{LC}$ où λ est exprimé en centimètres,

L en unités $C.\ G.\ S.$ électromagnétiques,

et C en unités $C.\ G.\ S.$ électrostatiques.

Pour trouver la série des longueurs d'onde se rapportant aux selfs-

[19]) Dolezalek. Über Präzisionsnormale der Selbstinduktion. Annalen der Physik *12* p. 1142—1903.

inductions de circuit (A), que nous avons désigné de (0 à 8), nous appliquons la méthode de résonnance pour des valeurs croissantes de la self-induction, en déterminant pour chaque intervalle la capacité et la self du circuit (B) en état de résonnance. Le tableau suivant résume les mesures en donnant les moyennes de plusieurs séries d'observations. Nous y avons introduit la valeur de $N = \frac{2}{T}$: (fréquence des oscillations) qui a une importance pour d'autres calculs.

N°s des selfs	Cap. à la résonnance en cm [20]	Self à la résonnance en cm	Cap. en *C. G. S.* el. m. à la résonnance	Long. d'onde en cm	$N = \frac{2}{T} = \frac{1}{\pi\sqrt{L\,C}}$ *C.G.S.*
0	149	10^5	$\frac{149}{9 \cdot 10^{20}}$	24 200	$2{,}47 \cdot 10^6$
1	940	10^5	$\frac{940}{9 \cdot 10^{20}}$	60 000	10^6
2	170	$1{,}48 \cdot 10^6$	$\frac{170}{9 \cdot 10^{20}}$	99 200	$6{,}04 \cdot 10^5$
3	329	$1{,}48 \cdot 10^6$	$\frac{329}{9 \cdot 10^{20}}$	138 100	$4{,}34 \cdot 10^5$
4	528	$1{,}48 \cdot 10^6$	$\frac{528}{9 \cdot 10^{20}}$	175 200	$3{,}42 \cdot 10^5$
5	694	$1{,}48 \cdot 10^6$	$\frac{694}{9 \cdot 10^{20}}$	200 900	$2{,}98 \cdot 10^5$
6	860	$1{,}48 \cdot 10^6$	$\frac{860}{9 \cdot 10^{20}}$	223 500	$2{,}68 \cdot 10^5$
7	1060	$1{,}48 \cdot 10^6$	$\frac{1\,060}{9 \cdot 10^{20}}$	246 700	$2{,}43 \cdot 10^5$
8	1232	$1{,}48 \cdot 10^6$	$\frac{1\,232}{9 \cdot 10^{20}}$	267 900	$2{,}24 \cdot 10^5$

2. Mesures des coefficients de la bobine de self-induction.

Après avoir remplacé la bobine de self-induction du circuit (A) par une autre bobine de self approximativement équivalente, nous intro-

[20]) Pour obtenir des capacités variables plus petites que celles de l'appareil que nous décrivons, il suffit de mettre en série avec lui un autre condensateur; en particulier, un condensateur de Lord Kelvin à air, qui a approximativement une capacité égale au maximum de celle du condensateur réglable, convient très bien à cet usage. Pour obtenir des capacités plus grandes, il suffit de mettre ce condensateur en parallèle avec le condensateur réglable.

duisons dans le circuit (B) un commutateur relié d'une part à la bobine dont nous voulons mesurer la self de chacun des segments, et de l'autre, à notre bobine étalonnée.

La longueur d'onde des oscillations peut être variée en augmentant ou en diminuant la valeur de la self substituée.

Nous employons la méthode et la formule appliquées plus haut avec trois longueurs d'onde différentes, afin d'établir si la self-induction varie avec la fréquence. La variation est insignifiante ; le tableau suivant résume les recherches.

N° des selfs	L_e Self étalon en cm	C_e Cap. à la rés. pr. self étalon	C_x Cap. à la rés. pr. self inconnue	Self inconnue $L_x = \frac{C_e}{C_x} \cdot L_e$
0	10^5 cm	130	2900	$0{,}045 \cdot 10^5$
1	10^5	499	2062	$0{,}242 \cdot 10^5$
2	10^5	969	1545	$0{,}627 \cdot 10^5$
3	10^5	1230	1102	$1{,}116 \cdot 10^5$
4	10^5	1254	762	$1{,}646 \cdot 10^5$
5	10^5	2216	1072	$2{,}068 \cdot 10^5$
6	10^5	2194	860	$2{,}552 \cdot 10^5$
7	10^5	2220	715	$3{,}106 \cdot 10^5$
8	10^5	2196	600	$3{,}660 \cdot 10^5$

En ayant soin de faire les connexions avec les mêmes longueurs de fil qui nous ont servies à monter le circuit de décharge avec l'appareil dont nous avons parlé plus haut, nous pouvons mesurer à basse fréquence chaque segment de self-induction et dresser le tableau suivant.

MESURE DES SELFS INDUCTIONS.

N°s	B. Fréquence	H. Fréquence.	R. ohmique
1	$0{,}249 \cdot 10^5$	$0{,}242 \cdot 10^5$	0,033
2	$0{,}639 \cdot 10^5$	$0{,}627 \cdot 10^5$	0,058
3	$1{,}131 \cdot 10^5$	$1{,}116 \cdot 10^5$	0,077
4	$1{,}656 \cdot 10^5$	$1{,}646 \cdot 10^5$	0,094
5	$2{,}12 \cdot 10^5$	$2{,}068 \cdot 10^5$	0,110
6	$2{,}560 \cdot 10^5$	$2{,}552 \cdot 10^5$	0,132
7	$3{,}158 \cdot 10^5$	$3{,}106 \cdot 10^5$	0,144
8	$3{,}72 \cdot 10^5$	$3{,}66 \cdot 10^5$	0,156

La deuxième colonne contient les valeurs des selfs mesurées à basse fréquence. Elles sont un peu plus grandes que celles mesurées à haute fréquence. La dernière colonne donne les résistances ohmiques du circuit inductif.

Nous avons maintenant tous les éléments nécessaires pour représenter graphiquement la variation de la longueur d'onde en fonction de la self-induction.

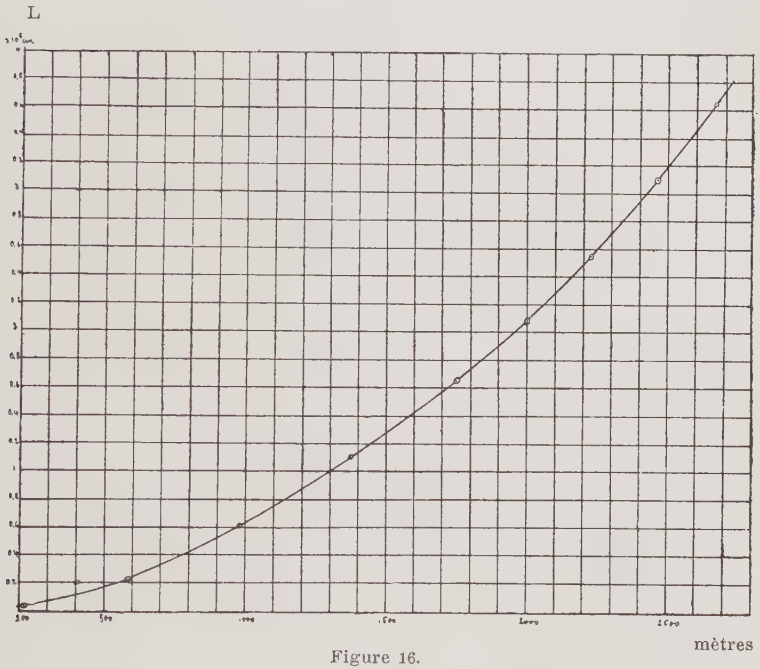


Figure 16.

3. Calcul de la capacité.

Nous connaissons maintenant parmi les constantes de notre circuit la valeur de la longueur d'onde et celle de la self-induction, et nous pouvons, en appliquant la formule

$$T = 2\,\pi\sqrt{L\,C},$$

obtenir les valeurs de la capacité.

Long. d'onde	Selfs en *C. G. S.*	Cap. en unités électros.	Cap. en cm	Cap. en unités *C. G. S.*
24 200 cm	$0{,}0405 \cdot 10^5$	3660	$\frac{3660}{9 \cdot 10^{20}}$ ou	$\frac{1{,}1 \cdot 3660}{10^{21}}$
60 000	$0{,}242 \cdot 10^5$	3770	$\frac{3770}{9 \cdot 10^{20}}$ ou	$\frac{1{,}1 \cdot 3770}{10^{21}}$
99 200	$0{,}627 \cdot 10^5$	4000	$\frac{4000}{9 \cdot 10^{20}}$ ou	$\frac{1{,}1 \cdot 4000}{10^{21}}$
138 100	$1{,}116 \cdot 10^5$	4330	$\frac{4330}{9 \cdot 10^{20}}$ ou	$\frac{1{,}1 \cdot 4330}{10^{21}}$
175 200	$1{,}646 \cdot 10^5$	4730	$\frac{4730}{9 \cdot 10^{20}}$ ou	$\frac{1{,}1 \cdot 4730}{10^{21}}$
200 950	$2{,}068 \cdot 10^5$	4900	$\frac{4900}{9 \cdot 10^{20}}$ ou	$\frac{1{,}1 \cdot 4900}{10^{21}}$
223 500	$2{,}552 \cdot 10^5$	4958	$\frac{4958}{9 \cdot 10^{20}}$ ou	$\frac{1{,}1 \cdot 4958}{10^{21}}$
246 700	$3{,}106 \cdot 10^5$	4965	$\frac{4965}{9 \cdot 10^{20}}$ ou	$\frac{1{,}1 \cdot 4965}{10^{21}}$
267 900	$3{,}66 \cdot 10^5$	4970	$\frac{4970}{9 \cdot 10^{20}}$ ou	$\frac{1{,}1 \cdot 4970}{10^{21}}$

La capacité n'est pas constante, elle varie suivant la longueur d'onde. Nous pouvons porter en abscisses les longueurs d'onde, en ordonnées les capacités, nous avons la courbe représentée ci-dessous.

Elle est asymptotique à une valeur $C = 5000$ cm qui est la somme de la capacité mesurée, à basse fréquence, avec le montage de Wheatstone et de la capacité des fils conducteurs calculée par la formule :[21]

$$C = \frac{1}{2 \, log. \, nat \, \frac{l}{r}} \cdot \frac{1}{9} \cdot 10^{-20} \; C. \, G. \, S.$$ dans l'air ; où l est la longueur de fil et r son rayon. A haute fréquence, par suite de la conductibilité du diélectrique la capacité du condensateur est plus petite. Lorsque la fréquence diminue la capacité augmente et tend vers une valeur constante dès que la fréquence est inférieure à 10^5.[22]

---

[21]) ZENNECK, loc. cit., p. 991.

[22]) Par suite de ces variations on ne peut, dans les calculs de ce genre, introduire la valeur de la capacité déterminée à basse fréquence ; elle est souvent — spécialement pour les condensateurs plans à diélectrique de verre — très différente, suivant la qualité du verre et la fréquence des oscillations.

Figure 17.

4. Mesure de la différence de potentiel aux bornes des condensateurs.

Nous installons, en parallèle avec l'armature des condensateurs, au moyen de conducteurs gros et courts, un déchargeur à vis micrométrique muni de boules de cuivre très propres et parfaitement polies. Pour une tension suffisante, une étincelle éclate entre les boules ; la longueur de l'étincelle mesure la valeur maximum de la tension aux bornes des condensateurs. Pour éviter le retard à la décharge, une lampe à arc éclaire les électrodes.

Cette méthode de mesure de la tension, au moyen de l'étincelle

disruptive peut être valablement employée pour des fréquences de l'ordre de 10^8.[23]

L'exactitude avec laquelle la distance explosive correspond à l'amplitude maxima de la tension dépend avant tout de la régularité des oscillations. Le courant alternatif au primaire de la bobine, nous a donné à ce point de vue toute satisfaction. Pour les décharges dans l'hydrogène, les mesures sont aisées, dans l'oxygène, au contraire, elles sont très pénibles; la température du gaz y joue un grand rôle; pour une même self-induction du circuit la distance explosive est plus grande à une température plus élevée; pour avoir des chiffres concordants il faut après chaque expérience laisser refroidir le gaz assez longtemps.

Il est important de ne laisser éclater qu'une seule étincelle, et d'interrompre le circuit dès qu'elle a éclaté; sinon dans l'espace ionisé par la première décharge se produit une série d'étincelles qui désagrègent les électrodes. On détermine d'abord au moyen d'un téléphone la cote correspondant au contact des boules; puis on écarte suffisamment les électrodes du déchargeur pour que au moment de la mise en marche, la décharge n'éclate pas entre les boules. On les rapproche jusqu'à ce qu'une étincelle unique éclate; le circuit est alors interrompu et on lit la distance. Nous donnons ci-dessous en tableau le résultat des mesures. Pour la décharge dans l'hydrogène les boules employées avaient un diamètre de 1 cm. Pour la décharge dans l'oxygène 2 cm; les chiffres indiqués dans ce tableau sont pour l'oxygène la moyenne de 6 mesures, séparées par un intervalle de temps de 10 minutes.

HYDROGÈNE.

Sèlf induction	Long. d'onde	Distances explosives	Volts	Tensions en *C.G.S.*
$0{,}045 \cdot 10^5$	242	4,01 mm	14 430	$14\,430 . 10^8$
$0{,}242 \cdot 10^5$	600	3,83	13 820	$13\,820 . 10^8$
$0{,}627 \cdot 10^5$	990	3,62	13 200	$13\,200 . 10^8$
$1{,}116 \cdot 10^5$	1381	3,47	12 730	$12\,730 . 10^8$
$1{,}646 \cdot 10^5$	1752	3,33	12 260	$12\,260 . 10^8$
$2{,}068 \cdot 10^5$	2009	3,24	12 000	$12\,000 . 10^8$
$2{,}552 \cdot 10^5$	2235	3,15	11 720	$11\,720 . 10^8$
$3{,}106 \cdot 10^5$	2467	3,07	11 470	$11\,470 . 10^8$
$3{,}66 \cdot 10^5$	2679	3,01	11 280	$11\,280 . 10^8$

[23]) J. ALGERMISSEN. Wied. Ann. *19*, S. 1007—1015; 1016—1029; 1906. — ZENNECK; loc. cit., S. 449 und 1010.

OXYGÈNE.

Self induction	Long. d'onde	Distances explosives	Volts	Tensions en *C.G.S.*
$0{,}045 \cdot 10^5$	242	12,69 mm	33 870 [24]	$33\,870 . 10^8$
$0{,}242 \cdot 10^5$	600	12	32 500	$32\,500 . 10^8$
$0{,}627 \cdot 10^5$	990	11,34	31 250	$31\,250 . 10^8$
$1{,}116 \cdot 10^5$	1381	10,62	29 950	$29\,950 . 10^8$
$1{,}646 \cdot 10^5$	1752	10,13	28 730	$28\,730 . 10^8$
$2{,}068 \cdot 10^5$	2009	9,77	28 010	$28\,010 . 10^8$
$2{,}552 \cdot 10^5$	2235	9,39	27 140	$27\,140 . 10^8$
$3{,}106 \cdot 10^5$	2467	8,97	26 140	$26\,140 . 10^8$
$3{,}66 \cdot 10^5$	2679	8,49	25 020	$25\,020 . 10^8$

Figure 18: Hydrogène.

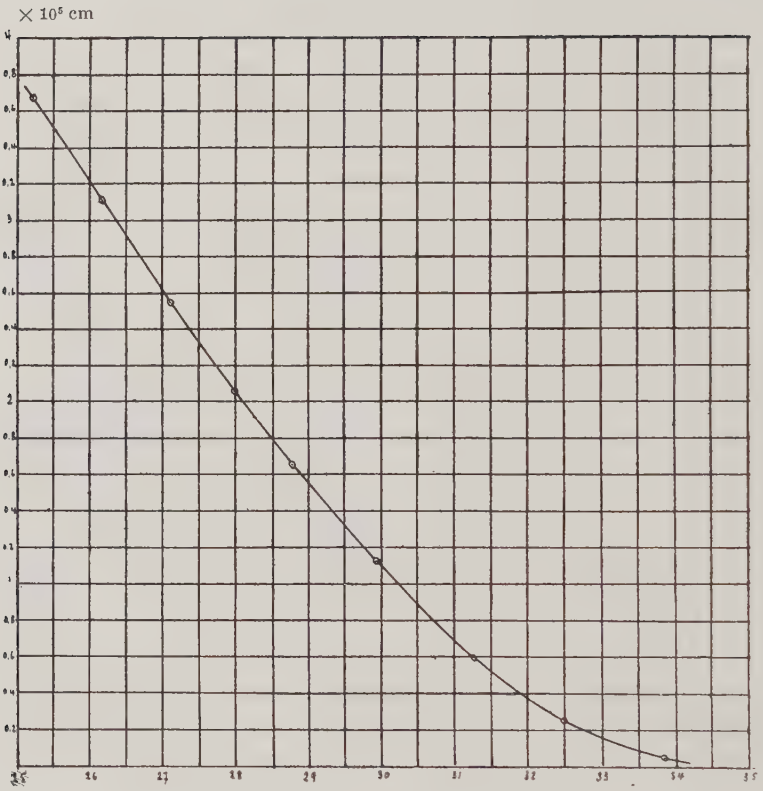


Figure 19: Oxygène. Volts

Les courbes ci-dessus indiquent pour chaque gaz les variations de la différence de potentiel aux bornes des condensateurs en fonction de la self-induction.

Remarquons que la distance explosive qui correspond à la valeur instantanée de la différence de potentiel est dans l'hydrogène plus petite que 8 mm ; cependant la décharge se produit, parce que, au moment de la fermeture du circuit, il y a une surtension suffisante.

Si nous portons en abscisses les longueurs d'onde, en ordonnées les

[24]) Les chiffres contenus dans cette colonne sont dus à l'obligeance de M. U. RAPPEL, qui a bien voulu les extraire de son travail de doctorat; nous lui en sommes d'autant plus reconnaissant que ce sont les mêmes boules qui ont servi à la détermination des potentiels explosifs, dans son travail, et dans le nôtre.

différences de potentiel, dans les deux gaz nous obtenons approximativement des droites.

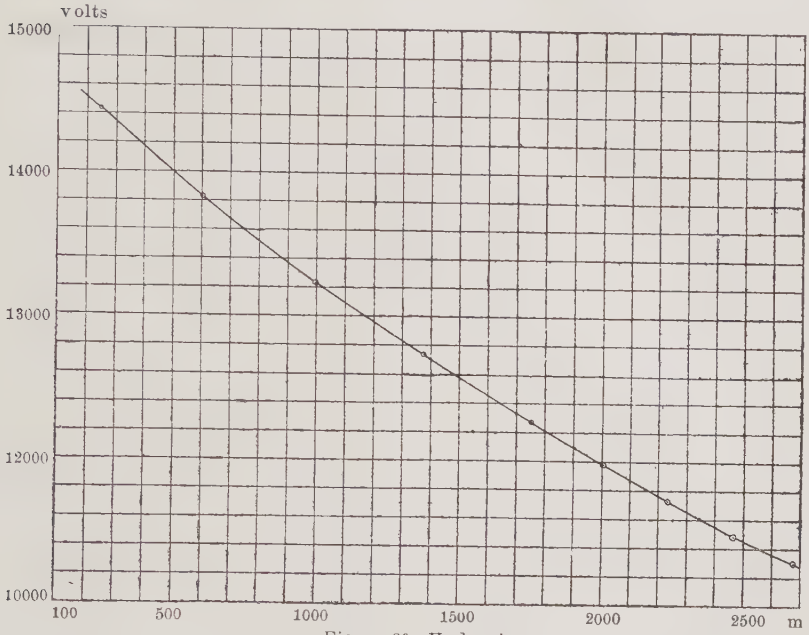


Figure 20 : Hydrogène.

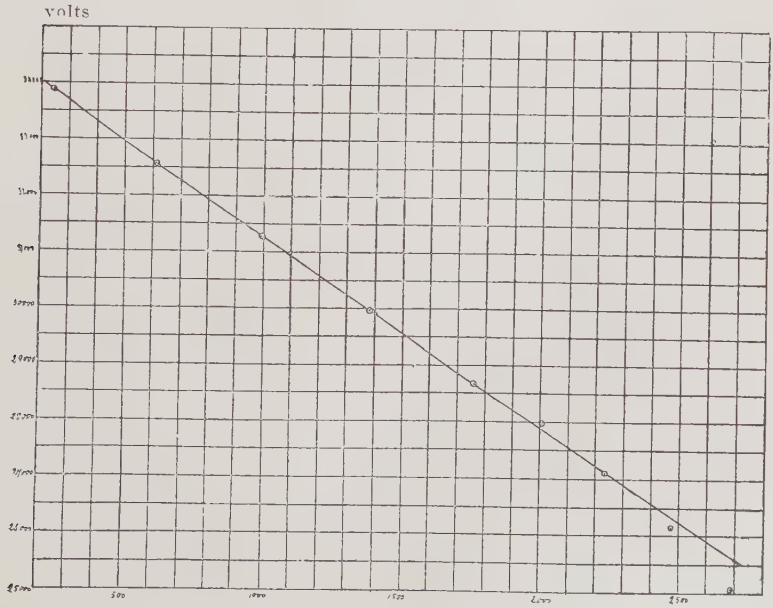


Figure 21 : Oxygène.

Dans la courbe pour l'hydrogène, la flèche, au point de la courbure maximum correspond à une variation de 3 % dans les mesures de potentiel. Pour l'oxygène les premiers points sont bien sur une droite ; la difficulté des mesures explique les variations des derniers points.

5. Calcul de l'intensité maximum du courant.

Nous avons maintenant tous les éléments nécessaires à notre calcul ; en unité *C. G. S.* la formule (3) nous donne :

$$J_{max} = \frac{V_0\, C}{\sqrt{L\, C}} = \frac{2\,\pi\, V_0\, C}{T} = \frac{2\,\pi\, V_0\, C \cdot 3 \cdot 10^{10}}{\lambda}$$

Pour obtenir les intensités en ampères, il suffit de multiplier par 10 la valeur en *C. G. S.*

Conditions électriques				Oxygène		Hydrogène		Rapport
N^os d'ordre	Selfs *C. G. S.*	Longueurs d'onde en cm	Cap. en *C. G. S.*	Tension en *C. G. S.*	$I_{O\,max} = \frac{6\pi C V \cdot 10^{10}}{\lambda}$ *C.G.S.*	Tension en *C. G. S.*	$I_{H\,max} = \frac{6\pi C V \cdot 10^{10}}{\lambda}$ *C.G.S.*	$\frac{I_{O\,max}}{I_{H\,max}}$
0	$0{,}045 \cdot 10^5$	24.200	$3660 \times 1{,}1 \cdot 10^{-21}$	$33870 \cdot 10^8$	106,21	$14430 \cdot 10^8$	45,65	2,32
1	$0{,}242 \cdot 10^5$	60.000	$3770 \times 1{,}1 \cdot 10^{-21}$	$32500 \cdot 10^8$	42,34	$13820 \cdot 10^8$	18,14	2,33
2	$0{,}627 \cdot 10^5$	99.200	$4000 \times 1{,}1 \cdot 10^{-21}$	$31250 \cdot 10^8$	26,13	$13200 \cdot 10^8$	11,13	2,34
3	$1{,}116 \cdot 10^5$	138.100	$4330 \times 1{,}1 \cdot 10^{-21}$	$29950 \cdot 10^8$	19,47	$12730 \cdot 10^8$	8,34	2,33
4	$1{,}646 \cdot 10^5$	175.200	$4730 \times 1{,}1 \cdot 10^{-21}$	$28730 \cdot 10^8$	16,08	$12260 \cdot 10^8$	6,91	2,32
5	$2{,}068 \cdot 10^5$	200.950	$4900 \times 1{,}1 \cdot 10^{-21}$	$28010 \cdot 10^8$	14,16	$12000 \cdot 10^8$	6,12	2,31
6	$2{,}552 \cdot 10^5$	223.500	$4958 \times 1{,}1 \cdot 10^{-21}$	$27140 \cdot 10^8$	12,48	$11720 \cdot 10^8$	5,42	2,30
7	$3{,}106 \cdot 10^5$	246.700	$4965 \times 1{,}1 \cdot 10^{-21}$	$26140 \cdot 10^8$	10,91	$11470 \cdot 10^8$	4,82	2,26
8	$3{,}66 \cdot 10^5$	267.900	$4970 \times 1{,}1 \cdot 10^{-21}$	$25020 \cdot 10^8$	9,62	$11280 \cdot 10^3$	4,37	2,20

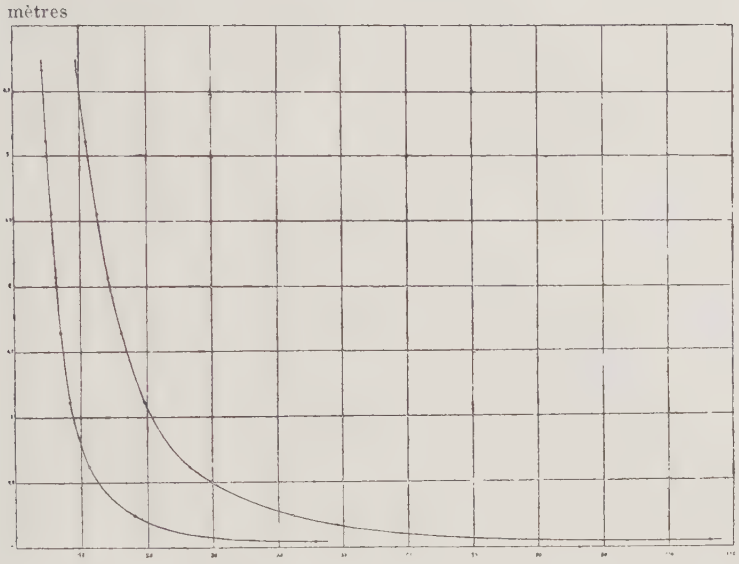


Figure 22: Oxygène et Hydrogène.

En portant en abscisses, les valeurs de la fréquence $\left(n = \frac{2}{T}\right)$ correspondant aux selfs 1—7, en ordonnées l'intensité du courant, nous trouvons dans la limite d'exactitude des mesures *une droite.*

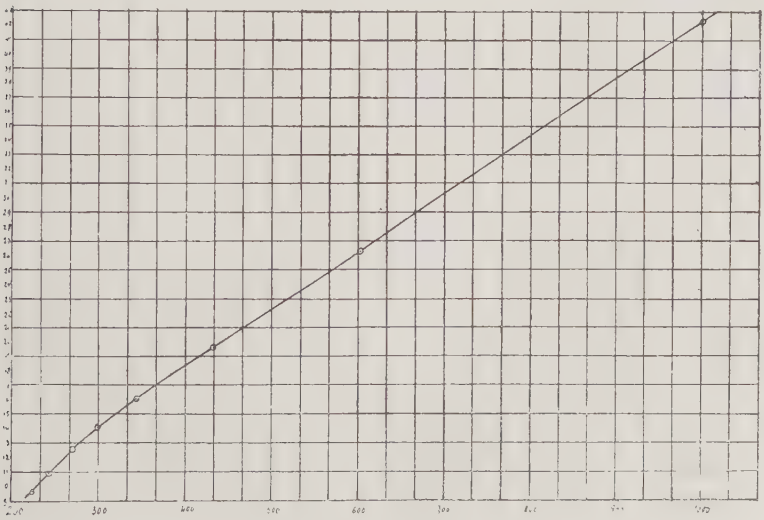


Figure 22: Hydrogène.

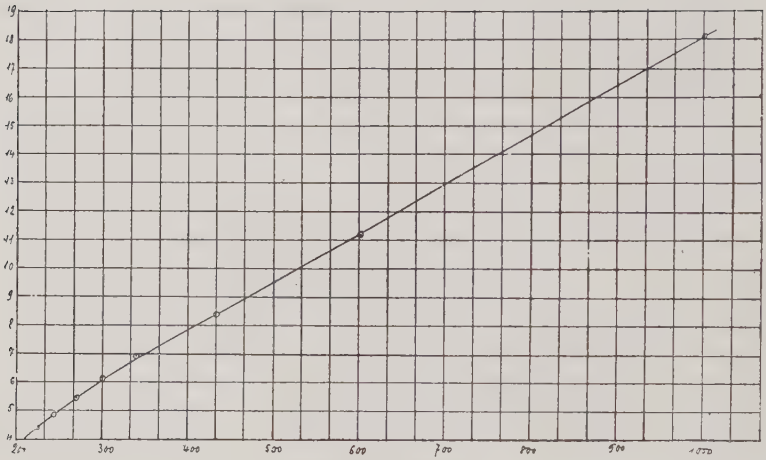


Figure 23 : Oxygène.

Le tableau et les courbes nous montrent la diminution considérable que subit l'intensité du courant par l'augmentation de la self-induction : l'intensité diminue rapidement pour les premiers accroissements de self, puis moins vite.

Remarquons cependant que l'intensité du courant dans l'hydrogène est plus de deux fois plus petite que l'intensité dans l'oxygène. La constance de ce rapport, pour toutes les valeurs de la self-induction, nous donne une indication sur l'exactitude de l'ensemble des mesures. La plus forte différence entre les 8 premiers rapports (nous négligeons le dernier dont les valeurs n'entrent pas dans les recherches spectroscopiques) est de $^{8}/_{234}$. Si nous prenons la moyenne de tous ces rapports nous trouvons 2,31, l'erreur la plus grande est alors $\frac{5}{231}$ soit 2,1 $^{0}/_{0}$.

Après avoir étudié les conditions électriques du circuit, et les méthodes de mesure, nous verrons plus loin dans la dernière partie, leur application et leurs effets sur le spectre des différents métaux. Mais nous indiquerons d'abord la méthode que nous avons suivie pour obtenir ces spectres, et pour calibrer en longueur d'onde, les raies de la plaque photographique.

Enfin, nous étudierons métal après métal, l'influence de la diminution de l'intensité du courant ou selon MM. Hemsalech et Néculcéa, de l'augmentation de la self-induction sur les spectres.

IVe PARTIE.

Les mesures spectroscopiques.

Chapitre I.

OBTENTION DES SPECTRES.

Après avoir introduit, dans le vase à décharge, les électrodes du métal que nous voulons étudier, et rétabli toutes les connexions électriques, nous mettons en marche la trompe à eau ; en quelques minutes, elle abaisse la pression de l'air à un centimètre de mercure. A ce moment, le mercure du manomètre tronqué a obturé la communication entre la chambre à haut vide (le tambour) de la pompe Gaede, et la trompe à eau. Nous envoyons du courant continu dans le moteur, qui entraîne le tambour. Après quelques minutes de marche, nous examinons le degré de vide par la forme et la couleur de la décharge dans le petit tube à électrodes *C D* qui est excité par une bobine d'induction de 15 cm d'étincelles, actionnée par un accumulateur de 6 éléments.

Le vase à décharge est réuni aux gazomètres par un système de tubes et de robinets représenté par la gravure ci-dessous.

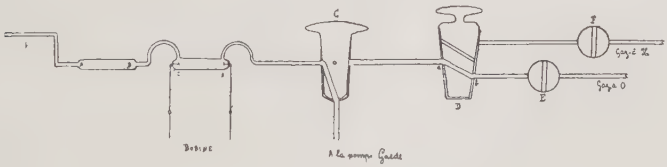


Figure 24.

A B – tube d'anhydride phosphorique.

C D – petit tube à électrodes.

G – robinet à 3 voies (vers la pompe Gaede ; à gauche, vers l'enceinte à décharge ; à droite, vers les gazomètres).

D – robinet de Geissler à 3 voies (vers l'enceinte à gaz ; vers le gazomètre d'oxygène ; vers le gazomètre d'hydrogène).

E F – robinets des gazomètres ; ils sont précédés chacun d'un tube à anhydride phosphorique.

Les gazomètres d'une contenance de dix litres sont complètement en verre ; ils sont remplis par la tubulure inférieure que l'on réunit par un caoutchouc avec le détenteur de pression d'une bombe d'oxygène ou d'hydrogène préparés électrolytiquement. Le gaz contient des traces d'azote.

A la suite du tube desséchant l'hydrogène, est placé, du côté du vase à décharge, un tube de verre contenant une toile métallique à mailles fines, destinée à empêcher qu'une explosion accidentelle se transmette au gazomètre. Les conduites que nous venons de décrire sont complètement en verre. Quelques rodages ont facilité le montage ; cependant plusieurs soudures ont du être faites sur place.[1] Les joints entre les gazomètres et la conduite ont été lutés avec un mélange de carbonate de chaux, de poudre d'amiante et de silicate de potasse, et recouverts de papier d'amiante.

Nous avons utilisé la pompe Gaede, mise en marche par un petit moteur. L'emploi de cet appareil tout récent a facilité considérablement notre travail ; en 10 minutes la pompe évacuait jusqu'au vide cathodique, le vase à décharge en métal. Une rapide description fera bien comprendre le fonctionnement de la pompe.

La pompe rotative de Gaede se compose d'un récipient en fonte à demi rempli de mercure, dans lequel tourne un tambour en porcelaine. Ce tambour est divisé en trois parties communiquant avec l'extérieur par des couloirs en spirale. Le système présente une certaine analogie avec le compteur à gaz, à cette différence près, que dans ce dernier c'est l'écoulement du gaz qui produit le mouvement de rotation, tandis que dans la pompe Gaede, c'est une énergie extérieure qui produit ce mouvement et déplace le gaz.[2]

Le tambour en porcelaine mis en marche par le moteur aspire dans une chambre une partie du gaz, qui est chassée ensuite, par l'arrivée du mercure au cours de la rotation, à l'extérieur du tambour, où elle est enlevée par la trompe à eau.

Pour réunir la pompe avec la conduite, nous avons utilisé un tube

[1]) Pour toute cette partie voir TRAVERS, Untersuchungen von Gasen ; Vieweg, Braunschweig.

[2]) Voir le catalogue spécial d'appareils pour la production d'un vide très élevé. Leybold's Nachfolger, Köln.

de cuivre retroussé et souple ; les joints entre le métal et le verre ont été garnis avec de la glu marine.

Le robinet *C* est placé dans le premier stade comme l'indique la figure ; il fait communiquer la pompe Gaede avec le vase à décharge et obture la communication de celui-ci avec les gazomètres.

Lorsque le vide est tel que la phosphorescence cathodique, jaune et intense éclaire le tube, nous tournons le robinet à 3 voies *C* de façon que la conduite soit en communication avec les gazomètres dont les robinets (*F* ou *E*) sont soigneusement fermés. Le gaz contenu dans la partie (*E C* ou *F C*) se détent dans toute l'enceinte ; nous remettons alors le robinet *C* dans sa position primitive, et nous attendons que la pompe pneumatique ait ramené le vide au même degré qu'avant l'opération que nous venons d'indiquer. Cette manœuvre est répétée trois fois de façon à éliminer l'air qui peut se trouver dans les conduites. Quand après la troisième manœuvre le degré du vide est de nouveau satisfaisant, on ouvre le robinet du gazomètre d'oxygène, puis lentement le robinet à trois voies. Le gaz s'écoule dans l'enceinte du spectro-déflagrateur. Pendant cette opération comme pendant les précédentes la petite bobine d'induction continue à fonctionner ; sous l'action de l'étincelle, les traces d'hydrogène que peut contenir l'oxygène, donnent de la vapeur d'eau, absorbée par l'anhydride phosphorique placée à la suite du petit tube à décharge. La trompe à eau, le moteur de la pompe sont alors interrompus. La pression du gaz est mesurée par la hauteur de la colonne d'eau du gazomètre, avec lequel *l'enceinte à décharge est réunie pendant toute la durée de l'expérience.*

Le châssis de la chambre photographique est alors garni d'une demi plaque 13 × 18 coupée parallèlement au grand côté, et introduit dans le spectrographe. La hauteur de la fente a été prise telle que 16 photographies de $2^1/_2$ mm, distantes d'un $^1/_2$ mm l'une de l'autre, couvrent la plaque. (Huit photographies de spectres dans l'oxygène et huit photographies dans l'hydrogène.) Les numéros pairs 0, 2, 4, 6,... 14 sont réservés à l'hydrogène, les numéros impairs 1, 3, 5,.... 15 à l'oxygène. Il est fait tout d'abord, les huit numéros impairs en variant la self-induction de la bobine, de la première touche (court-circuit de la bobine) à la septième (maximum de self-induction employée). Le temps de pose pour chacune des photographies dans l'oxygène a été de 5 secondes, quel que soit le métal étudié. Le courant alternatif exci-

tant la bobine a été maintenu constant pour toutes les expériences (8 ampères sous 58 volts; coefficient de transformation : 245), la pression du gaz était mesurée après l'expérience ; nous n'avons jamais eu de variations qui atteignent plus de 5 $^0/_{00}$ entre la lecture du commencement de l'expérience et celle de la fin. Entre deux photographies successives un temps suffisant s'écoulait, pour que l'échauffement dû aux décharges se dissipe. Lorsque la série des photographies spectrales dans l'oxygène était terminée, le volet du châssis photographique était refermé (ceci pour éviter le voile) et les opérations décrites plus haut étaient renouvelées, afin de remplir l'enceinte à décharge, d'hydrogène.

La plaque photographique est installée pour chaque spectre 3 mm au-dessus de la cote où a été pris pour la même self-induction, le spectre dans l'oxygène. Le temps de pose dans l'hydrogène a été de 20 secondes pour chaque self-induction et chaque spectre.

De suite après nous procédons au développement des clichés. A la suite de plusieurs essais avec l'hydroquinone, le rodinal et la glycine nous avons donné la préférence à ce révélateur.

A)	Eau	1000 cm
	Sulfite de soude anhydre	15 gr
	Glycine	10 gr
B)	Eau	500 gr
	Carbonate de potasse	100 gr

Pour l'usage prendre 4 parties de *A* et une partie de *B*.[3] Le fixage a lieu en liqueur acide, après un abondant lavage.

[3]) Nos expériences étaient terminées et notre installation démontée lorsque nous avons appris par la Revue trimestrielle des travaux de recherches effectués dans les laboratoires «Lumière», l'existence d'un nouveau révélateur «le Paraphénylène diamine» qui a la propriété de donner des images à grains très fins, en partant d'une émulsion à grains relativement grossiers. Ce mode de développement pour donner de bonnes images ne peut s'appliquer qu'à des clichés notablement surexposés.

Nous avons fait quelques essais avec ce révélateur en nous servant d'un spectrographe à faible dispersion. Une plaque 9 × 12 Lumière «étiquette bleue» fut coupée en deux parties, exposées l'une après l'autre. La plaque qui devait être développée au paraphénylène diamine fut de 3 à 8 fois surexposée. L'autre demi-plaque fut développée avec un bain normal d'Hydroquinone.

Le développement à l'hydroquinone a duré 7 minutes, au paraphénylène diamine 35 minutes. La composition du bain était :

Les plaques sont lavées à l'eau courante pendant 2 heures ; puis rincées à l'eau distillée et mises dans un endroit à l'abri de la poussière pour sécher.

Chaque plaque est munie d'un numéro correspondant au procès-verbal d'expérience. Une méthode facile pour inscrire sur la plaque les indications nécessaires, est de les noter avec un crayon sur les bords de la plaque, avant le développement. L'action du révélateur fait venir en gris sombre les parties touchées par le crayon.

Dans la première partie de ce travail tout en fixant les conditions optiques de notre installation, nous avons expérimenté différentes marques de plaques, en particulier les plaques «Perorto» de Perutz, Munich, sensibles au jaune et au vert, les plaques «Agfa», soit les «Chromo», soit les «Isolar», les plaques Lumière «Etiquette bleue», les plaques Lumière «Anti-halo», les plaques Lumière Σ (sigma) et enfin dès leur apparition les plaques Lumière «Etiquette violette». Nous avons été satisfaits de toutes ces marques. Pour nos expériences définitives, nous avons donné la préférence aux plaques Lumière «Etiquette violette», en raison de leur grande rapidité, et de la clarté de la couche de gélatine. Ces plaques nous ont rendu un réel service ; celui de pouvoir diminuer le temps de pose, et éviter ainsi l'échauffement trop considérable du gaz.[4]

Eau	1000 gr
Paraphénylène diamine .	10 gr
Sulfite de soude anhydre .	60 gr.

Le fixage s'opère suivant la méthode ordinaire. Les spectres obtenus avec un temps de pose de 4 à 7 fois plus grand furent les meilleurs. La plaque développée a l'aspect des plaques au collodion. En examinant avec un microscope à immersion l'émulsion développée, nous avons pu remarquer que les grains d'argent obtenus par le nouveau procédé sont au moins 4 fois plus petits que ceux de la plaque révélée dans le bain d'hydroquinone. L'agrandissement par projection des plaques développées au paraphénylène diamine est d'une lecture plus facile et plus exacte. Il nous a paru intéressant de noter ces petits essais, et d'indiquer ainsi les sérieux avantages que présente ce procédé, pour la spectrographie et pour les recherches où la surexposition de l'image ne constitue pas un inconvénient pour l'obtention du cliché.

[4]) Le cliché photographique du spectre de l'alliage d'Eder ($Pb + Zn + Cd$) a été obtenu sur une plaque «anti-halo». Parmi les lignes de ces trois métaux, il s'en trouve plusieurs extrêmement intenses ; photographiées sur une plaque ordinaire, elles produisent le phénomène du halo, qui rend le pointé de ces raies

Chapitre II.

LES MÉTHODES DE MESURES ET DE CALIBRATION.

Un spectrographe à prisme fournit des clichés où la lecture des longueurs d'onde ne peut résulter d'une interpolation linéaire. Pour connaître un spectre dans toute son étendue, il faut faire sur la plaque photographique une série de mesures de cordonnées, que l'on transforme ensuite, par le calcul, en longueurs d'onde. Ce travail est long et pénible. Avant de l'entreprendre, on peut se demander si la couche photographique qui a reçu, sèche, l'impression lumineuse, a été déloppée et fixée, lavée et séchée, n'a pas subi au cours de ces manipulations des dilatations ou des retraits qui ont changé la distance relative des lignes.

Il semble, après les travaux que nous indiquons en note, qu'aucune déformation ait été remarquée, qui puisse susciter un doute sur la valeur des travaux spectroscopiques obtenus par la photographie. [5]

Ce point acquis, passons à la méthode de mesure de nos spectrogrammes et à la calibration de nos plaques photographiques. Nous devons distinguer deux points : *la méthode de mesure* qui détermine, en unité métrique, la distance qui sépare les raies l'une de l'autre ; et *la calibration* proprement dite qui transforme la mesure métrique en mesure optique ; qui fait de la cote, obtenue préalablement, une longueur d'onde.

La première opération s'effectue au moyen d'instruments que nous décrirons plus loin. La seconde est l'œuvre du calcul : nous commençons par elle, en supposant connues les cotes n_1, n_2, n_3 des lignes spectrales λ_1, λ_2, λ_3. Soit la formule générale de dispersion :

$n = A + B\,\lambda^{-2}$ où nous portons les valeurs de λ_1, λ_2, λ_3 et de n_1, n_2, n_3, en éliminant les constantes A et B, il vient :

$$\frac{n_1 - n_2}{n_2 - n_3} = \frac{\lambda_1^{-2} - \lambda_2^{-2}}{\lambda_2^{-2} - \lambda_3^{-2}} \text{ en isolant } \lambda_2^{-2} \ldots$$

---

tout à fait incertain. L'emploi des plaques Lumière à pigment rouge, soluble dans l'hydrosulfite de soude, nous a permis d'obtenir un cliché très fin, qui nous a servi ainsi qu'on le verra plus loin à calibrer notre échelle.

[5]) KAYSER, Handbuch der Spektroskopie, I. S. *638*.

EDER et VALENTA, Handbuch der Photographie, Bd. 3, S. 83, et toute la littérature indiquée par KAYSER, loc. citato.

nous avons :

$$\lambda_2^2 = \frac{n_3 - n_1}{\frac{n_2 - n_1}{\lambda_3^2} + \frac{n_3 - n_2}{\lambda_1^2}}$$

Cette formule qui est désignée sous le nom de formule de Gibbs permet de calculer la longueur d'onde d'une raie, lorsqu'on connait les longueurs d'onde de deux lignes voisines et qu'on a mesuré les distances $n_2 - n_1$, $n_3 - n_2$, $n_3 - n_1$, qui séparent les trois lignes. En faisant subir aux λ et aux n la permutation circulaire cette formule d'interpolation devient une formule d'extrapolation [6] utile dans certains cas.

Une autre expression, qui a le mérite d'exiger un calcul moins laborieux, a été établie en 1898 par M. Hartmann.[7]

Soit φ la valeur totale de la déviation d'un rayon, ou mieux soit s la grandeur arbitraire qui sert à mesurer cette déviation φ, nous avons :

$$s = s_0 + \frac{C^2}{(\lambda - \lambda_0)^{\alpha}}$$

ou α est compris entre 1 et 1,2 (nous le posons égal à 1) ;

λ_0 et C^2 dépendent des constantes optiques de l'appareil et s_0 de la position du spectre par rapport à la partie de l'appareil qui sert à la mesure.

L'équation $\lambda = \lambda_0 + \frac{C^2}{s - s_0}$ comprend trois constantes que nous pouvons déterminer en portant les cotes s_1, s_2, s_3, de trois longueurs d'onde connues λ_1, λ_2, λ_3, entre lesquelles nous voulons interpoler. La résolution du système d'équation à trois inconnues nous donne :

$$s_0 = \frac{s_1 (\lambda_1 - \lambda_2)(s_3 - s_2) - s_3 (\lambda_2 - \lambda_3)(s_2 - s_1)}{(\lambda_1 - \lambda_2)(s_3 - s_2) - (\lambda_2 - \lambda_3)(s_2 - s_1)}$$

$$C^2 = \frac{(\lambda_1 - \lambda_3)(s_1 - s_0)(s_3 - s_0)}{s_3 - s_1}$$

$$\lambda_0 = \lambda_1 - \frac{C^2}{s_1 - s_0} = \lambda_2 - \frac{C^2}{s_2 - s_0} = \lambda_3 - \frac{C_2}{s_3 - s_0}$$

[6]) KAYSER, Handbuch der Spektroskopie, I, S. 327.

EDER et VALENTA, Beiträge zur Photochemie und Spektralanalyse, S. 53 und 381.

[7]) HARTMANN, Astrophysical Journal VIII (1898), p. 218—221. Über eine einfache Interpolationsformel für das Prismatische Spektrum. Cf. Z. für Instrumentenkunde 19. S. 57 (1899).

La valeur des constantes étant déterminée, nous pouvons introduire dans l'équation des valeurs successives de s, correspondant aux raies de longueurs d'onde inconnues comprises entre les lignes λ_1 et λ_3. L'intervalle choisi pour l'interpolation ne doit pas être trop grand ; pour des différences de 200 à 300 Ångströms, la formule donne d'excellents résultats. Elle est d'un calcul facile et peut servir à établir la courbe de calibration en usage dans la plupart des travaux spectroscopiques.

Pour mesurer les distances des raies entre elles, on se sert de la machine à diviser, munie d'un microscope avec oculaire micrométrique. La machine que nous avions à notre disposition a été construite par la Société Genevoise pour la construction d'Instruments de Physique. La vis a un pas de 1 mm. Sur un tambour avec vernier se lisait le $^1/_{1000}$ de millimètre, le microscope donnait un grossissement de 20 fois. Une glace, ou mieux une plaque émaillée blanche diffusait la lumière du ciel, et rendait aisée la lecture des raies les plus fines. La plaque photographique était fixée à la machine par un support à glissière sur lequel la plaque glissait en faisant passer successivement sous l'objectif du microscope les 16 spectres que contenait une plaque ; ainsi nous pouvions suivre les transformations d'une raie sous l'influence de la self-induction. Mais, nous étions gênés par le manque de champ du microscope qui ne permettait que très difficilement la comparaison d'un spectre avec le précédent, ou plutôt l'antéprécédent puisque les spectres du métal dans l'oxygène et dans l'hydrogène étaient alternés.

Il importait dans notre genre de recherches d'avoir une vue d'ensemble des spectres, où nous pouvions facilement suivre les variations de l'intensité des lignes, sous l'influence de la self-induction, et les étudier comparativement dans les deux gaz. Si nous avions eu à notre disposition un appareil, tel que le spectro-comparateur d'Hartmann, construit par Zeiss [8], nous aurions pu tirer sur deux plaques différentes, le spectre dans l'oxygène et le spectre dans l'hydrogène, et comparativement les étalonner, en notant les différences des spectres. C'était certes la méthode la plus rapide, la plus précise, mais aussi la plus onéreuse. Nous avons utilisé la méthode de calibration que MM. Exner

[8]) J. HARTMANN, Der Spektrokomparator, Zeitschrift für Instrumentenkunde 26, p. 205. 1906.

et Haschek emploient avec succès pour leurs spectres normaux ultra-violets. C'est une méthode de projection qui a l'avantage de laisser apparaître sur l'écran, les 16 spectres que contient une plaque, et de rendre ainsi très faciles, les estimations comparatives d'intensité.

L'installation comprend un appareil de projection et un écran en papier millimétré.[9]

La projection du cliché à mesurer est faite par un objectif de Steinheil $^{f}/_{6}$ de 23 cm de foyer. La plaque photographique est supportée par la machine à diviser, au moyen de deux pinces verticales qu'une glissière à crémaillère permet de déplacer dans le plan vertical parallèlement aux lignes. La machine à diviser déplace la plaque dans le plan horizontal, soit dans la direction du spectre, de l'ultra-violet au violet. Comme source de lumière, une lampe à arc automatique de Hefner-Alteneck, (courant continu, 110 volts, 25 ampères) éclaire un condenseur placé derrière le cliché. Le tout constitue une lanterne de projection de Schmidt et Haensch à Berlin. La gélatine du cliché regarde l'objectif.

Celui-ci est monté sur un pied que guide une coulisse ; tout l'appareil est installé sur une table à pied de fonte ; elle même est posée sur un bloc de molasse isolé du plancher pour éviter les vibrations.

A cinq mètres environ de la plaque photographique est placé l'écran; il est constitué par du papier millimétré de 80 cm de haut et de 60 cm de large collé sur un carton ; au-dessous une planche bien lisse fixée une fois pour toute perpendiculairement à l'axe optique, guide le glissement d'une bande mobile de papier millimétré large de 21 cm, longue de 3,50 m qui vient s'enrouler sur deux rouleaux en bois munis de ressorts tenseurs.

La distance entre les rouleaux est de 35 cm. C'est sur la bande de papier millimétré que sont projetés les spectres à mesurer. La partie supérieure de l'écran est immobile, et sert simplement de fond pour les spectres superposés.[10]

Cette méthode a été spécialement employée par MM. Exner et Haschek pour la calibration de spectres normaux où la différence entre les longueurs d'onde est proportionnelle à la distance qui sépare les

---

[9]) Prof Dr. EXNER und Dr. HASCHEK, Wellenlängen-Tabellen für spektralanalytische Untersuchungen. Leipzig 1908, Erster Teil, p. 6.

[10]) Voir au chapitre suivant la photographie du système d'écran.

lignes. Il suffit dans ce cas de porter sur l'écran divisé le spectre du fer, très riche en raies, pour avoir suffisamment de repères entre lesquels on peut interpoler linéairement les longueurs d'onde des raies inconnues. Il faut alors superposer à la photographie du spectre étudié, celle du spectre du fer, de façon à assurer les coïncidences. Nous ne pouvions, dans nos essais, introduire dans l'enceinte à décharge un métal, dont les lignes nous auraient servi de repère ; nous avons préféré user d'un autre moyen qui a l'avantage de nous fournir, premièrement, une calibration de notre papier millimétré, en longueur d'onde ; deuxièmement, une série de repères que nous pourrons employer pour la vérification de nos opérations.

Après avoir indiqué dans ce chapitre les fondements de la méthode de mesure, nous consacrons le chapitre suivant aux mesures elles-mêmes, en étudiant d'abord *la calibration d'un spectre pris comme étalon* et ensuite la calibration des autres spectres.

Chapitre III.
EXÉCUTION DES MESURES.

En suivant la méthode indiquée dans le premier chapitre nous tirons une photographie spectrale de l'étincelle oscillante de l'alliage d'Eder ($Cd + Zn + Pb$). Ce cliché va servir de base à toute notre calibration. Il est introduit dans le porte-plaque de l'appareil à projection, et la tablette de la machine à diviser est déplacée jusqu'à ce que l'extrémité ultra-violette du spectre se projette sur le papier millimétré ; celui-ci a été préalablement coté de 50 en 50 mm jusqu'à la valeur 3750. La ligne du *Cd* 2288,09 fine et nette est amenée sur la cote 2946 mm ; pour effectuer la calibration nous partons de cette ligne en allant vers le rouge. Les raies plus réfractées que celles qui nous servent de point de départ, sont dans l'alliage d'Eder peu visibles et diffuses ; il est plus sûr de ne pas les introduire dans les calculs ; nous les avons donc laissées de côté, en nous proposant de calibrer cette partie de notre échelle au moyen des raies extrêmes du cuivre qui sont nombreuses et plus nettes ; nous en reportons tout d'abord, selon la méthode connue, les longueurs d'onde, en abscisses, et les cotes en ordonnées sur une feuille de papier millimétré. Nous aurions pu appliquer cette méthode pour tout le spectre, de 2000 à 4800 Ångströms ; en prenant, comme représentation moyenne de l'Ångström un millimètre, il nous aurait

fallu une longueur de papier millimétré de plus de 2,80 m de côté. Nous n'avions ni planche à dessin suffisamment grande ni la facilité de répartir les courbes sur un grand nombre de planches. Nous avons préféré calculer les longueurs d'onde et les inscrire directement sur l'écran ; de façon qu'entre deux valeurs successives une interpolation linéaire donne des résultats satisfaisants et rapidement obtenus.

La longueur du papier millimétré que nous pouvons lire sans déplacement est de 36 cm ; sur cette espace, nous notons la cote sur laquelle se projette chaque raie. Le spectre de l'alliage est suffisamment riche pour que nous trouvions dans ces limites les trois raies repères, nécessaires au calcul. Un trait au crayon fixe exactement sur le rouleau la position des raies choisies comme repère, comme aussi, des raies les plus importantes de l'alliage. Le papier millimétré est ensuite déplacé d'environ 30 cm. La machine à diviser permet d'amener exactement la raie repérée la dernière à la cote qu'elle occupait. L'opération continue ainsi de proche en proche. Voici la liste des raies standards qui ont servi à la calibration.

Cd 2288,09	I	*Cd* 3250,51	VII [11]
Cd 2329,36		*Zn* 3303,10	
Pb 2393,90		*Cd* 3403,72	
Pb 2393,90	II	*Cd* 3403,72	VIII
Pb 2446,46		*Pb* 3573,03	
Zn 2502,28		*Pb* 3683,68	
Zn 2502,28	III	*Pb* 3683,68	IX
Cd 2573,18		*Pb* 3854,11	
Pb 2663,22		*Pb* 4019,76	
Pb 2663,22	IV	*Pb* 4019,76	X
Cd 2748,85		*Pb* 4275,40	
Pb 2823,29		*Cd* 4416,91	
Pb 2823,29	V	*Cd* 4416,91	XI
Cd 2881,00		*Zn* 4722,00	
Cd 2980,80		*Zn* 4811,00	
Cd 2980,80	VI		
Cd 3133,50			
Cd 3250,51			

La note 11, voir page 80.

Les chiffres romains désignent les groupes de trois repères qui ont servi aux calculs des constantes de la formule d'Hartmann. Les lignes de longueurs d'onde connues qui se trouvaient entre les repères, ont servi de vérification pour la bonne marche de l'interpolation.

Pour l'extrême ultra-violet du spectre les lignes suivantes ont été choisies comme standards : (comme nous l'avons déjà dit, les cotes ont été réduites en longueurs d'onde au moyen d'une courbe.)

Zn 2062,08	*Cu* 2194,70
Zn 2064,32	*Pb* 2203,68
Zn 2096,9	*Cu* 2210,35
Zn 2100	*Cu* 2218,19
Zn 2104,5	*Cu* 2228,94
Cu 2112,19	*Cd* 2239,91
Cu 2126,12	*Cd* 2247,06
Cu 2136 08	*Cu* 2264,00
Zn 2138,6	*Cu* 2276,36
Cd 2144,50	*Cd* 2288,09
Cu 2179,49	

Les formules étant établies pour toute l'étendue spectrale, nous pouvons facilement calibrer dans toute sa longueur notre papier millimétré ; il suffit de résoudre la formule de Hartmann pour *chaque centimètre de l'échelle* et de reporter la longueur d'onde obtenue sur l'échelle.

Nous avons marqué d'un trait noir les lignes principales du *Pb*, du *Zn* et du *Cd* ; il nous sera dès lors très facile de calibrer séparément chacun de ces métaux, en assurant chaque fois l'exacte coïncidence des repères et des lignes: les autres raies seront interpolées linéairement entre les longueurs d'onde les plus proches, ou mieux entre les valeurs indiquées en longueurs d'onde pour chaque centimètre.

La photographie ci-contre reproduit l'écran divisé tel qu'il nous a servi pour les calibrations. On y lit très facilement les différents repères dont l'emploi est expliqué plus haut.

---

[11]) La ligne 3303,10 est très voisine de la ligne 3302,75 ; le calcul a été fait successivement avec les deux lignes en prenant une côte moyenne, il a été répété avec les valeurs extrêmes. On a choisi les résultats qui donnaient les longueurs d'onde intermédiaires déjà connues le plus exactement.

La calibration des autres métaux, le cuivre, l'étain, l'argent, le nickel, le platine se fait de manière analogue : nous n'avons cependant pas assez de repères pour être assuré tout le long du spectre de l'exacte position de l'image par rapport à l'échelle.

Les longueurs d'ondes qui y sont indiquées ne nous servent plus qu'à reconnaître les lignes les plus intenses de ces métaux, à condition

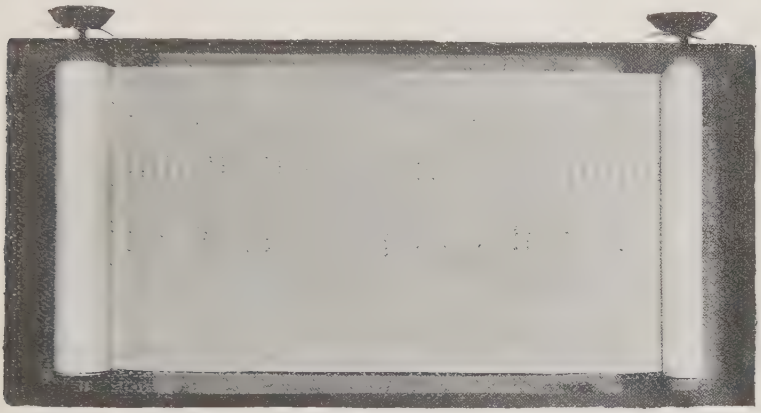


Figure 25.

que préalablement on soit arrivé, en comparant le cliché avec les tableaux de Eder et Valenta, à identifier une ou deux lignes types du spectre à calibrer ; après quelques recherches, brèves avec l'étain, le cuivre, l'argent, plus longues avec le nickel et le platine, on amène les raies connues à la coïncidence avec leurs longueurs d'onde inscrites sur l'échelle, on répète le pointé des raies et la lecture de la cote comme nous l'avons indiqué plus haut. La formule de Hartmann sert à transformer les cotes des lignes en longueurs d'onde.

Chacun de nos clichés contient 16 spectres : nous déterminons en premier lieu les longueurs d'onde des spectres dans l'hydrogène et dans l'oxygène, pour le maximum d'intensité du courant ; puis nous passions aux spectres suivants qui n'offrent que des différences d'intensité dans les lignes.

La méthode d'Exner et Haschek se prête particulièrement bien à l'étude des clichés obtenus selon la méthode de superposition des spectres due à Schumann; d'un coup d'œil sur l'écran on se rend

compte des différences qui se sont produites d'un spectre à l'autre. De plus, la méthode est plus rapide et moins fatigante que la méthode ordinaire. Son emploi demande des précautions ; spécialement pour la calibration des divisions de l'échelle (centimètres) en longueurs d'onde, l'identification doit être très soigneusement faite. On peut reprocher à la méthode de ne pas permettre une lecture plus exacte que le $^1/_4$ de millimètre ; mais cette approximation est tout à fait suffisante ; pour un grossissement de 25 fois cela fait sur la machine à diviser une lecture de $^1/_{100}$ de millimètre ; cette lecture directe sur la machine sera plus difficile et plus douteuse. Les yeux sont fatigués par la lecture au microscope et il est souvent impossible de déterminer l'exacte position du milieu de la raie mesurée.

L'approximation de la lecture et de la cote dépend dans tous les procédés du grain de la plaque et du grossissement, de l'exactitude de la vis ou de la division de l'écran, et surtout de la largeur de la ligne. Dans le procédé d'Exner et Haschek, que nous avons appliqué au spectre prismatique, les erreurs dans la division de l'écran comptent dans le résultat 25 fois moins que les erreurs de la vis. Quant à la lecture d'une ligne large, elle est certainement plus facile ; les lignes spectrales les plus larges sont toutes terminées par une petite pointe fine qui correspond à leur milieu ; la lecture peut se faire très facilement à l'écran sur cette pointe ; tandis que le faible champ du microscope empêche de voir la ligne, grossie vingt fois dans toute sa longueur.

Voici quelques indications sur le degré d'approximation des mesures : vers 2100 Å, $^1/_4$ mm sur l'écran correspond à 0,063 Å, vers 2400 Å, à 0,1 Å, vers 3000 Å, à 0,2 Å, vers 4500 Å, à 0,7 Å.

Ve PARTIE.

Spectres comparés de métaux dans l'oxygène et l'hydrogène.

REMARQUES PRÉLIMINAIRES.

Les tableaux qui suivent comprennent les métaux : *Cd*, *Zn*, *Pb*, *Sn*, *Cu*, *Ag*, *Ni*, *Pt*.

Pour tous ces métaux les spectres ont été pris dans les mêmes conditions que nous récapitulons ci-dessous.

Désignation :		Constantes électriques :			
Hydrogène	Oxygène	Self-induction	Intensité dans H	Intensité dans O	Capacités en cm
H_0	O_0	$0,045 \cdot 10^5$	45,65	106,21	3660
H_1	O_1	$0,242 \cdot 10^5$	18,14	42,34	3770
H_2	O_2	$0,627 \cdot 10^5$	11,13	26,13	4000
H_3	O_3	$1,116 \cdot 10^5$	8,34	19,47	4330
H_4	O_4	$1,646 \cdot 10^5$	6,91	16,08	4730
H_5	O_5	$2,068 \cdot 10^5$	6,12	14,16	4900
H_6	O_6	$2,552 \cdot 10^5$	5,42	12,48	4958
H_7	O_7	$3,106 \cdot 10^5$	4,82	10,91	4965

Longueur de l'étincelle : 8 mm.

Le temps de pose a été de 5 secondes dans *O* et de 20 secondes dans H. Il a été déterminé par des essais préalables ; le chiffre minimum qui permettait une *impression suffisante* de la plaque photographique a été choisi ; ceci pour diminuer le plus possible l'échauffement des gaz et maintenir le phénomène dans les mêmes conditions. La pression des gaz a été de 725 à 745 mm suivant la pression extérieure de l'atmosphère. Intensité moyenne du courant primaire : 8 amp. Tension moyenne du courant primaire 58 volts.

Les longueurs d'onde des raies ont été calculées au moyen de la formule d'interpolation d'Hartmann (voir la partie précédente). Nous n'avons pas jugé à propos de mettre en présence les valeurs données dans les tables, et celles qui sont le résultat de nos calculs ; nous n'avons voulu qu'identifier les raies, et non connaître de façon absolue leur longueur d'onde.

Comme tables de longueurs d'onde, où nous avons pris les valeurs nécessaires à nos calculs, nous avons utilisé : Exner et Haschek, Wellenlängentabellen für spektralanalytische Untersuchungen (Funkenspektra, Leipzig und Wien, Franz Deuticke, 1902).

Quelques-unes des lignes de nos spectrogrammes ne se trouvaient pas dans les tables d'Exner et Haschek ; nous avons indiqué dans la colonne qui précède les observations les travaux qui nous ont permis d'identifier ces lignes. Lorsque une ligne du spectre étudié coïncide avec une impureté déjà signalée par d'autres lignes dans le même spectre, nous l'indiquons dans les colonnes d'observations.

Eder veut dire : ligne indiquée par M. Eder comme appartenant au métal étudié, dans son ouvrage: Eder et Valenta, Beiträge zur Photochemie und Spektralanalyse (Knapp, Halle, 1904).

E. H. veut dire: ligne indiquée dans les premiers travaux de MM. Exner et Haschek: Über die ultra-violetten Funkenspektra der Elemente : Aus den Sitzungsberichten der Kaiserl. Akademie der Wissenschaften in Wien. Mathem.-naturw. Klasse ; Bd. CVI, Abtlg. IIa.

Nec. veut dire : ligne indiquée par M. Néculcéa dans sa thèse déjà citée.

Nous n'avons pas cherché à obtenir des spectrogrammes, exempts autant que possible de lignes dues aux impuretés du métal employées comme électrodes. Nous avons employé des métaux dits « purs » tels qu'ils nous ont été fournis par les marchands de produits chimiques. Dans les conditions spéciales de ces recherches, cette manière de faire pouvait fournir des indications sur l'effet des impuretés sur le spectre du métal, dans l'oxygène et l'hydrogène.

Nous ne croyons donc pas sans intérêt de publier le spectre du nickel, sans éliminations des impuretés, tel qu'il résulte de nos mesures.

La partie la plus délicate de l'étude des spectrogrammes est celle qui concerne l'intensité des lignes. Nous avons adopté le système de Rowland ; la valeur 1 est réservée aux lignes faibles, mais *bien visibles*. Les valeurs 0, 00, 000, sont appliquées à des lignes de plus en plus faibles et de moins en moins visibles. Les lignes plus fortes sont affectées de chiffres proportionnels à leur intensité de 1 à 10. Aux lignes très intenses il peut être donné des chiffres supérieurs à 10. Ce système vaut ce que vaut la mémoire visuelle de l'opérateur; il peut cependant être

rendu plus strict de la façon suivante : Supposons que l'on a devant soi, sur l'écran de papier divisé, le spectre du plomb. *Nous estimons* que la raie 2568,5 vaut 1 comme intensité. Avec de l'encre de Chine, sur un papier de même couleur que celui de l'écran, on peut reproduire la teinte plate grise qui correspond à l'intensité 1. Toute ligne qui sera plus claire que cette teinte unité, sera affectée de 0 ou 00 ou 000 suivant sa visibilité.

Nous estimons ensuite que la raie 2613,4 vaut 10 ; nous procédons de même, pour des lignes dont nous *estimons* l'intensité à 4, 6, 8 ; nous avons ainsi non pas une mesure de l'intensité mais une échelle qui nous permet de dire que, par rapport aux lignes types, telle raie a une intensité comprise par exemple entre 4 et 6. Ce système ne peut être qu'un aide-mémoire. La plaque photographique n'est pas également sensible à toutes les radiations spectrales. En particulier vers l'extrême ultraviolet la sensibilité diminue tandis qu'elle est maximum vers le bleu. D'ailleurs le noircissement n'est pas proportionnel à l'intensité lumineuse multipliée par le temps. Les indications obtenues par la spectrographie doivent donc, si possible, être contrôlées par des méthodes bolométriques ou thermoélectriques.

Il est d'usage d'indiquer pour chaque raie, par des signes conventionnels, si la raie est nette ou diffuse, large ou fine.

l	veut	dire	large
tl	»	»	très large
d	»	»	diffuse
td	»	»	très diffuse
f	»	»	fine
n	»	»	nette

Nous n'avons pas abusé de ces signes, parce que l'inclinaison de la plaque photographique, le halo des lignes fortes, le grain du cliché, influent considérablement sur la netteté des lignes, sans que nous puissions dire si l'aspect d'une ligne sur la plaque est dû aux conditions électriques ou aux conditions photographiques. Cependant chaque fois qu'une ligne diffuse devenait nette sous l'action de la self-induction nous l'avons signalée.

Cadmium.

Long. d'onde	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7		Observ. dans O	Observ. dans H
2144,7	3 *ld*	2	3 *dl*	2	3 *dl*	1	3 *dl*	1	2	1	2	1	1	0	1 *dl*	0 *dl*		δ_1 Arc 2144,7	
2194,7	4 *dl*	3	3	3	3	2	3	2	3	2 *f*	2	2	2	1	2 *dl*	1 *f*		δ_2 Arc 2194,7	
2204,4	0	—																	
2224,5	0	0																	
2248,9	0	—																	
2265,11	6 *d*	6	6	6	6	5	6	5	6	5 *f*	6	5	5	5	5 *d*	4		Arc 2265,11 – δ_1	
2288,09	7 *l*	3	6	3	5	2	5	2	4	2	4	2	4	2	3 *l*	2		Arc 2288,09	se renverse.
2306,72	4 *f*	3 *f*	4	2	4	1	4	1	3	1	3	1	3	1	3 *f*	0 *f*		Arc 2306,72	
2312,9	8 *l*	7	8	7	8	7	7	7	7	6	7	6	7	6	7 *l*	5		Arc 2313,1	
2321,25	7	6	7	6	7	5	6	4	6	4	6	3	6	2	6	1		δ_2 Arc 2321,25	
2329,3	4	3 *f*	4	3	4	2	4	2	3	1	3	1	3	1	3	1 *f*		Arc 2329,3	
2375,0	00	000																	
2376,9	00	000																	
2382,16	00	1															Eder	Coïnc. avec Fe	
2418,78	2 *f*	1	2	0	1	—	1	—	0	—	00 *f*	—							
2426,45	00 *d*	—																	
2445,6	2	—	1	—	0	—											Eder	Coïnc. avec *Sn*	
2469,85	2	1	2	1	1	0	1	00	0	—	0	—	0	—	00	—			
2478,6	3	4	3	4	2	4	2	4	2	4	2	3	1	3	1	3	Eder	Coïnc. avec *C*	
2488,04	1	0	1	—	0		00	—											
2499,9	1	1	0	—															
2552,3	2 *d*	0	2	00	1	—	1	—	0 *d*	—									
2558,1	00	00															Eder		
2573,15	20 *d*	15 *d*	20	15 *d*	20	12	18	12	18	12	18	12	15	12	15 *d*	10		Arc 2573,2 — δ_3	
5286,9	00	0															Eder		
2618,9	0	1																	
2639,7	1 *l*	0 *l*	1 *l*	0 *l*	1	–	1	-	0	—	0	—	0	—	0	—		Arc 2639,6 S_1; $n = 6$	
2677,9	2 *d*	1 *d*	2	1	2	0	2	0	2	—	1	—	1	—	1 *d*	—		Arc 2677,8 S_1; $n = 6$	
2707,1	1	0	0	—															
2712,7	0	00 *d*	1		0	-	0	—	0	—	0	-					Eder	Arc 2712,7 — S_2; $n = 6$	
2727,2	0	1	0	0															
2748,8	25 *ld*	20 *d*	25	20	25	20	25	18	20	18	20	18	20	15	20 *ld*	15 *d*		Arc 2748,75 — δ_3	
2764,07	2 *d*	1 *d*	2	1	2	1	2	1	2	1	2	1 *d*	2	1	2 *d*	1	Eder	Arc 2764,2 S_1; $n = 6$	
2767,1	2 *d*	1	0 *d*	00															

2775,2	2	0	2	—	2	—	2	-	2	—	1	-	1	—	1	—		Arc 2775,20 S_2; n - 5
2780,1	—	00															Eder	
2795,6	3 *n*	4	2	3	1	2	0	1	0	0	00	—					Eder	Coïnc. avec *Mg*: - 2795,62
2802,7	2	3	2	2	1	1	1	1	0	—	00		00	—	000	—	Eder	
2805,6	0	—	0	—	0	—												
2818,5	000	—															Eder	Arc 2818,5
2833,1	000	—															Eder	Coïnc. avec *Pb*: - 2833 13
2837,2	4 *d*	2	4	2	4	2	4	1	3	1	3	1	3	1	3 *d*	0		Arc 2837,05 S_1; $n = 5$
2868,5	2	0	2	00	2	--	2		2	--	2	—	2	--	2	—		Arc 2868,4 S_2; $n = 5$
2881	8	5	8	5	8	4	8	4	8	4	8	4	8	3	8	2		Arc 2880,89 et 2881,35 S_1; $n = 5$
2911	0	1	0	0														
2948,3	0	1	0	0														
2971,4	0	0																
2980,8	8	5	8	5	8	4	8	4	8	4	8	4	8	3	8	2		Arc 2980,8
2987,4	–	0																
2996,25	1	1	0	—														
3004,1	0	00															Eder	
3009,1	0	00	0	—	00	—												
3017,5	0	00																
3048,9	2	1	2	0	0	—												
3053,2	0	0	0	--														
3059,4	1	0	0	0														
3065,2	1	1	1	0	0	0	—	0										
3069,2	0	0	0	0														
3077,3	0	0	0	0														
3081,0	4	1	4	0	4	0	4	0	3	00	3	00	2	00	2	00		Arc 3081,1 S_2; $n = 4$
3085,1	4	2	3	2	0	0	—	0										
3095,7	3	3	2	2	0	0	—	0										
3113	0	0																
3119	1	1	0	0														
3121,9	1	1	0	0														
3124,5	1	1	0	0														
3129,3	2	1	1	1	0	1												
3133,5	5	2	5	2	5	1	5	1	4	1	4	1	4	1	4	1		Arc 3133,5 S_2; $n - 4$
3157,2	0	0	0	0														
3161,9	1	1	1	0	0	0												
3173,7	1	1	1	0	0	00	0	—	0	—								
3178,68	0	0	0	0	00	00												
3185,6	1	1	1	0	0	00												

Long. d'onde	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7		Observ. dans O	Observ. dans H
3197.9	0	0	00	00															
3210.2	0	0	00	00															
3217.9	1	0	0	00															
3221,67	00	00																	
3236.85	0	0																	
3250,5	8 *d*	4 *d*	8	4	8	2	8	2	7	2	7	2	7	2	7 *d*	2 *d*		δ_4	
3252.8	3	2	3	2	3	2	3	2	3	2	3	2	3	2	3	2		Arc 3252,8 S_2; $n = 4$	
3261,17	3	2	3	2	3	2	3	2	3	2	3	2	3	2	3	2		Arc 3261.2	
3264,6	1	—																	
3274,1	1	00	1	—	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—			Eder	Coïnc. avec *Cu* 3274,08	
3283.98	0	0	0	0															
3286,15	1	—	0	—															
3289,8	1	—	1	—													Eder		
3385.6	0	00	0	—	0	—	0	-	00	.									
3389.9	4	. .	2	—	0	—											Eder		
3403.72	15 *d*	10	15	9	15	8 *n*	15	8	15	8	15	8	15	8	15 *d*	8 *n*		Arc 3403,86 S_1; $n = 4$	
3466.34	15 *d*	10	15	9	15	8 *n*	15	8	15	8	15	8	15	8	15 *d*	8 *n*		Arc 3466,34 coinc. avec 3467,7 S_1; $n = 4$	
3500,3	3	0	3	00	3	00	3	-	3	—	2	—	2	—	2	—		Arc 3500,2	
3535,83	3 *f*	1	3	0	3	—	3	—	3	—	2	—	2	—	2 *f*	—		δ_4	
3610,61 3613 3614,6	20 *ld*	15	20	15	20	15	20	15	20	15	20	15	20	15	18 *ld*	12		Arc 3610,72 S_1; $n = 4$	
3940,6	3	2	3	2	3	2	2	2	2	1	2	1	2	1	2	1			
3977.3	3	2	2	2	2	2	2	2	2	2	1	1	1	1	1	1			
3985,0	1	0	1	—	1	—													
4127.4	2	—	2 *n*	—	0	—	1 *n*	—											
4158,3	2	—	2	—	1	—													
4416	8 *f*	4	8	3	8	2	7	2	7	2	7	1	7	1	6 *f*	0			
4678,49	8	6	8	6	8	5	8	5	8	5	8	4	7	3	7	3		Arc 4678,50 S_2; $n = 3$	
4799	10	8	10	8	10	7	10	6	10	6	10	6	10	5	10	4		Arc 4799 S_2; $n = 3$	

Cadmium.

Le métal provient de la Société centrale des produits chimiques à Paris. L'étincelle de 8 mm de longueur a dans *O* l'aspect très brillant d'un trait de feu large de 3 mm ; dans *H*, l'étincelle paraît rouge, sa largeur a diminué.

MM. Kayser et Runge ont établi deux séries secondaires parmi les lignes de l'arc du cadmium ; elles correspondent aux formules suivantes :

$$S_1 = 10^8 \lambda^{-1} = 40\,755{,}21 - 128635\, n^{-2} - 1289619\, n^{-4}.$$
$$S_2 = 10^8 \lambda^{-1} = 40\,797{,}12 - 126146\, n^{-2} - 555137\, n^{-4}.$$

Nous avons indiqué dans notre tableau en donnant les valeurs de *n*, les raies appartenant à chacune des séries, qui se trouvent dans l'étincelle oscillante.

Parmi les trois triplets découverts par Kayser nous ne trouvons dans l'étincelle oscillante que quelques lignes sans pouvoir trouver un seul triplet complet.

2 961,64	2 756,69	*2 329,35*
2 862,33	2 670,81	2 267,53
2 818,66	2 632,29	2 239,93

Les doublets de Rydberg :

3 534,7	2 748,68	2 321,23	2 265,13
3 249,4 d_4	2 573,12 d_3	2 194,67 d_2	2 144,45 d_1

se trouvent tous dans l'étincelle oscillante.

Les raies de l'étincelle oscillante qui appartiennent à *l'arc* sont dans l'oxygène relativement peu affectées par l'augmentation de la self-induction. Ces mêmes lignes ont dans l'hydrogène une intensité moindre ; elles demeurent cependant *visibles* même pour *la plus haute valeur* de la self-induction sauf 3 500,3 - 2 868,5 - 1 755,2 - 2 639,7 - 2 677,9, qui sont d'ailleurs, comme le montre le tableau, des lignes de faible intensité, même pour une intensité élevée du courant. Plusieurs lignes *diffuses* sous l'action de l'intensité maximum du courant deviennent tout à fait *nettes* lorsque celle-ci diminue. La netteté est *plus grande dans H où l'intensité du courant est plus faible.*

Les autres raies disparaissaient *très rapidement* sous l'action de la self-induction ; aucune ne dépasse la valeur désignée sous le signe O_5;

sauf 2 462,8 dont l'intensité 00 correspond à la plus grande self-induction que nous ayons employée. Dans l'hydrogène ces mêmes lignes disparaissent beaucoup plus tôt. Nous n'avons pas trouvé de lignes dont l'intensité augmente sous l'action de la self-induction. La ligne caractéristique 2 288,10 très faiblement renversée dans l'oxygène, *l'est beaucoup plus* dans l'hydrogène ; le renversement devient plus complet sous l'action de l'intensité *décroissante* du courant. Un rapide regard sur le tableau fait voir que dans l'hydrogène avec une valeur instantanée du courant qui correspond à la désignation H_7, le spectre *ne* contient *plus que* les lignes de l'étincelle qui sont communes *à l'étincelle et à l'arc.*

Les lignes appartenant aux séries de Kayser et Runge résistent *plus* à l'augmentation de la self-induction que les lignes spéciales à l'étincelle. Mais la plupart sont cependant moins intenses et moins réfractaires que les lignes ordinaires de l'arc. Les deux seules raies appartenant aux triplets que nous trouvons dans nos spectres sont l'une d'intensité presque nulle et seulement à peine visible dans *O* ; l'autre suit les mêmes changements que les lignes de l'arc. Les lignes des doublets de Rydberg sont en général dans l'oxygène un peu plus fines que dans l'hydrogène et résistent comme les lignes de l'arc à l'influence de la self-induction.

Nous avons mesuré 196 raies dont 103 dues au cadmium et le reste à l'*O*, à l'*H*, à l'*Az*, au *Cu*, au *Pb*, au *Mg*, au *Fe*, au *Ca*, au *C*, et au *Hg* ; les lignes d'oxygène très fortes dans les premiers spectres disparaissent très rapidement ; les lignes de l'azote de même ; nos résultats en ce point sont tout à fait conformes à ceux de M. Hemsalech. Parmis les impuretés la plupart ont disparu dans les derniers spectres ; pour l'extrême ultra-violet, elles se font beaucoup moins remarquer dans l'*O* que dans l'hydrogène. Cependant le fait n'est pas général ; quelques lignes du *Fe*, du *Pb* et toutes les impuretés, dans la partie du spectre qui se rapproche du rouge, donnent des lignes plus intenses dans l'*O*. Les 3 raies de *H* 4861 – 4341 – 4132 occupent dans les premiers spectres une longueur de 100 – 120 – 80 Å ; sous l'action de la self-induction ces lignes deviennent beaucoup moins larges. Nous n'avons trouvé aucune ligne appartenant au second spectre de l'*H*. D'après M. Dufour, le second spectre se noie dans un fond continu qui impressionne la plaque photographique d'un voile général assez intense et rend difficiles les mesures dans cette partie du spectre. En nous servant de la

classification donnée par M. Hemsalech nous pouvons dire que le spectre de l'étincelle oscillante du *Cd* se divise en deux classes : la *première classe* comprend les raies dont l'intensité diminue très rapidement lorsque l'intensité du courant diminue ; ce sont les raies dites d'«étincelle» et les raies appartenant au spectre de l'air ; la *deuxième classe* est formée par les raies dont l'intensité ne diminue que très peu et de façon progressive avec la diminution d'intensité du courant ; cette classification vaut pour l'oxygène comme pour l'hydrogène. Remarquons que les doublets de Rydberg appartiennent à cette classe. A l'examen de notre tableau nous ne saurions dire à quelle classe appartiennent les lignes faisant partie des deux séries de Kayser et Runge.

Zinc.

Long. d'onde	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7		Observ dans. O	Observ. dans H
2062,08	1 *n*	0	1	0													Eder		
2064,32	1	0	0	0													Eder		
2096,9	2 *d*	1	2	0	1	—	1	—	0										
2100,06	2	2	2	2	2	1	2	1	2	1	2	0	1	0	1	0		δ_2	
2102,35	2	2	2	2	2	1	2	1	2	1	2	1	1	—	1	—			
2104,5	2	2	2	2	2	1	2	1	2	1	2	1	1	—	1	—			
2138,6	3 *ld*	2 *ld*	3	1	3	0	3	0	3	0	2	0	2	0	2 *ld*	0 *ld*		Arc 2138,6 δ_2	se renverse.
2144,5	1	0	1	00 *d*	1	—	1	—	0	—	0	—							
2203,7	3	2	3	2	3	1	3	1	2	0	2	0	2	—	1	—	Eder		
2210,35	0	0															Eder		
2252,8	0	0	00	00														2253,01 *W-L-T*	
2265,1	4	3	4	2	4	2	4	2	3	2	2	2	2	1	2	1			
2288,14	2	1	2	1	2	1	2	1	2	1	1	1	1	1	1	1			
2296,9	1	5	0	3	—	0											Eder	Coïnc. avec *C*	
2300,60	1	—	0	—													Eder		
2307,9	0	1	—	0															
2313,8	1	1	1	0	1	—	1	—	1	—	0	—	0	—	0	—			
2317,8	—	0																	
2346,8	0	—	0	—	00	—													
2384,3	0 *d*	0	0	0	00 *d*	—											E. H.		
2390,2	0	0	0	00	00	—	00	—											
2393,3	0 *d*	1 *n*		0															
2396,8	1	1	1	0	1	0	1	0	1	0	1	0	0	-	0	—			
2402,05	0 *d*	1	—	0 *d*														Coïnc. *Pb*	
2404,9	2	2	1	1	1	0	1 *f*	0	1	0	1	0	1	—	0		E. H.		
2405,2	2	2	1	1	1	0	1 *f*	0	1	0	1	0	1	—	0	—	E. H.		
2408,7	1	2	0	1	—	0	—	00											
2418,85	4	3	3	2	0	1	—	0	—	0									
2423,5	3 *d*	3	1	2	00	1													
2427,2	4	3	3	2	0	1	—	0	—	0								S_2; $n = 8$	
2433,7	1	1	0	0	0	—											Noc.		
2437,8	0	1	—	0	—	00												Coïnc. avec *Ag*	
2438,4	0	1	—	0	—	00													
2442,2	1	2	0	2	—	1	—	0											

2445,6	2	1	1	0	00	—												
2450,48	0	2	0	1	—	0												
2460,4	0	0	00	—														
2462,07	0	1	00	0													Nec.	
2463,5	0	1	00	0													Nec.	S_1; $n = 8$
2467,2	1	2	0	1	—	0												
2473,5	1	2	0	1	—	0												peut coïnc. avec *Cu*
2484,6	0	1	—	0														
2486,3	1	2	0	1	—	0												
2490,92	2 *d*	2	1	2	0 *d*	1	—	0	—	0							Nec.	
2391,4	2	0	1	—	1	—	0	-	0	--	0		0		00	-		Arc 2491,6. S_1; $n = 7$
2492,2	00	0	–	00														
2494,7	00	0	—	00														
2495,8	00	0	–	00														
2496,2	00	0	-	00														peut coïnc. avec *Sn*
2502,20	25 *ld*	22*ld*	25	22	25	22	25	22	25	22	25	22	25	18	22 *ld*	18*ld*		Arc 2502,11. δ_1
2509,21	2	2	1	2	—	1	—	0										
2516	1	2 *n*	1	2	0	1	0 *d*	1	0	1	0	1	0	0	0 *d*	0 *n*	E. H.	Arc 2516. S_1; $n = 7$.
2522,29	2	2	1	2	—	1												
2527,29	2	2	0	1	00	1	—	0										
2558,3	25 *ld*	22*ld*	25	22	25	22	25	22	25	22	25	22	25	18	22 *ld*	18 *ld*		Arc 2558,1 – se renv. d_1 — se renverse
2570,8	2	2	2	1	2	1	2	1	1	1	1	1	1	0	1	0		Arc. 2570 (solarisation)
2576,1	1	2	0	1	—	0												
2582,7	4 *d*	2	4	2	4	2	3	1	3	1	3	1	3	1	3 *d*	1		Arc 2582,65. S_1; $n = 6$
2608,75	3 *d*	3	3	2	3	2	3	2	3	3	3	2	3	2	3 *d*	2		Arc 2608,8. S_1; $n = 6$
2658,2	2	1	1	0	1	00	1	-	0	—	0	—						
2670,7	1 *d*	0	1	—	1	–	1	–	1	-	1	--	0	—	0 *d*	—		*Arc 2670,7.* S_2; $n = 5$
2684,4	3 *d*	1	3	0	3	-	3	-	3	--	3	--	2	—	2 *d*	—		Arc 2684,29. S_2; $n = 5$
2684,9	3 *d*	1	3	0	3	—	3	–	3	—	3	—	2	—	2 *d*	—		
2712,7	3 *d*	3 *d*	3	2	3	1	3	1	3	1	3	0	2	0	2 *d*	0 *d*		Arc 2712,6. S_2; $n = 5$
2756,6	5	3	5	3	5	3	5	3	5	3	5	3	4	3	4	2		Arc 2756.58. S_1; $n = 5$
2771,10	6	4	6	4	6	4	6	4	6	4	6	4	5	4	5	3		Arc 2771,10. S_1; $n = 5$
2779,1	0 *d*	—																
2779,5	0 *d*	—																
2783	0 *d*	—																
2801,15	7 *d*	5	7	5	7	5	7	5	7	5	7	5	7	4	6 *d*	4		Arc 2801,09
2857,8	3	0	2	—	2	—	1	—	0	—								
2883,9	1	0	1	—	1	—	1	—	0	—								
2887,5	1	0	1	–	1	—	1	—	0	—								

Long. d'onde	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7	Observ. dans O	Observ. dans H
3018,5	5	2	5	2	5	1	5	1	4	1	3	1	3	1	2	1	Arc 3018,5. se r. S_2; $n=4$	se renverse.
3036,1	7 *n*	3 *n*	7	2	7	2	6	2	6	2	6	2	5	2	5 *n*	2 *n*	Arc 3035,9. S_2; $n = 4$	
3072,2	7	4	7	3	7	3	7	3	7	3	7	3	6	3	6	3	Arc 3072,2. S_2; $n = 4$	
3076	3	2	3	1	3	1	3	1	3	1	3	1	3	1	3	1	Arc 3076	
3256,3	1 *d*	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1 *d*	—		
3282,49	15 *tl*	12 *f*	15	12	15	12	15	12	15	12	15	12	12	10	12 *tl*	10 *f*	Arc 3282,59. S_1; $n = 4$	
3302,7	20 *tl*	15 *l*	20	15	20	15	20	15	20	15	20	15	20	15	20 *tl*	15 *l*	Arc 3302,8. S_1; n [illegible] 4	
3303,1	20 *tl*	15 *l*	20	15	20	15	20	15	20	15	20	15	20	15	20 *tl*	15 *l*	Arc 3303,16. S_1; $n = 4$	
3345,20	25 *tl*	20 *l*	25	20	25	20	25	20	25	20	25	20	25	20	25 *tl*	20 *l*	Arc 3345,2. S_1; $n = 4$	
3345,7	25 *tl*	20 *l*	25	20	25	20	25	20	25	20	25	20	25	20	25 *tl*	20 *l*	Arc 3345,7. S_1; $n = 4$	
3668,5	1	—	1	—														
3914,36	0	—																
3988,7	0	—																
4680,4	25 *tf*	15	25	15	25	15	25	15	25	15	25	15	22	15	22	15	Arc 4680,4. S_2; $n = 3$	
4722,5	25 *tf*	15	25	15	25	15	25	15	25	15	25	15	22	15	22	15	Arc 4722,5. S_2; $n = 3$	
4810	25 *tf*	15	25	15	25	15	25	15	25	15	25	15	22	15	22	15	Arc 4810. S_2; $n = 3$	

Zinc.

Le métal est de même provenance. Entre électrodes de zinc l'étincelle a le même aspect qu'entre électrodes de cadmium. Les deux séries secondaires sont représentées par les formules :

$$S_1 = 10^8 \lambda^{-1} = 42945{,}3 - 131641\, n^{-2} - 1236125 n^{-4}.$$
$$S_2 = 10^8 \lambda^{-1} = 42954{,}6 - 126919\, n^{-2} - 632850 n^{-4}.$$

Nous trouvons deux triplets:

2601,03	2781,33
2575,15	2751,49
2562,7	2736,96

et trois doublets:

2558,03	*2138,5*	2060,8
2502,11 d_1	2099 d_2	2024,2 d_3

Il y a beaucoup d'analogie entre le spectre du cadmium et celui du zinc.

Les lignes qui résistent le plus à l'action de la self-induction croissante sont des lignes *communes à l'étincelle et à l'arc.* En particulier le doublet d_1 et d_2 de Rydberg.

Il nous semble que dans le spectre du zinc les lignes faisant partie des deux séries sont *plus réfractaires* que les mêmes lignes dans le spectre du cadmium.

Nous trouvons dans le zinc la ligne 2138, qui se renverse mais de façon moins nette que la ligne 2288,1 dans le cadmium.

Les lignes de l'étincelle disparaissent plus rapidement que celle de l'arc : mais il y a encore dans *O* un assez grand nombre de lignes qui n'ont pas disparu pour la valeur $3{,}1 \times 10^5$ cm de la self-induction.

Sous l'influence d'une self-induction égale à 5×10^4 cm, M. Néculcéa trouve que toutes les lignes du zinc comprises entre 2700 et 2000 Å, sauf 2558 et 2502, sont éliminées.

M. Berndt,[1] qui a employé des self-inductions *plus grandes* encore, ne voit pas, dans la même région, disparaître les lignes du zinc pour des valeurs de la self qui atteignent $6{,}5 \cdot 10^6$ cm.

[1]) G. Berndt, Über den Einfluss von Selbstinduktion auf die durch den Induktionsfunken erzeugten Metallspektra im Ultraviolett. Inaugural-Dissertation. Halle 1901.

Dans nos travaux, une bonne partie des lignes sont encore visibles pour une valeur de la self-induction égale à $3{,}106 \times 10^5$.

Comment expliquer ces différences ? A notre avis, la disparition des lignes spectrales dépend non de la valeur de la self-induction, mais de celle de l'intensité maximale du courant.

Les indications contenues dans les travaux de MM. Berndt et Néculcéa ne nous donnent aucune possibilité de calculer la valeur de cette intensité. Nous pouvons cependant faire quelques remarques.

L'intensité du courant est proportionnelle à la valeur $\frac{2\pi V C}{\lambda} = \frac{2\pi V C}{2\pi\sqrt{L C}}$ où V est la différence de potentiel aux bornes de la capacité C, et λ la longueur d'onde de l'oscillation électrique. Pour des valeurs égales de la self-induction L le rapport de deux intensités est

$$\frac{V}{V'}\sqrt{\frac{C}{C'}}.$$

Si nous portons les valeurs de C et C' prises dans les travaux de MM. Néculcéa et Berndt nous avons $\frac{V}{V'} \cdot \sqrt{\frac{2700}{8100}} = \frac{V}{V'}\sqrt{1/3}$

$\frac{V}{V'}$ est-il plus grand ou plus petit que l'unité ? Si l'on considère que M. Néculcéa ménage pour rendre l'étincelle oscillante (?) une coupure dans le secondaire, de deux millimètres, peut-être est-on en droit d'inférer que $\frac{V}{V'}$ est plus *petit* que l'unité ?

Nos résultats sont conformes aux hypothèses que nous venons de faire. La self-induction 5.10^4 cm employée par M. Neculcéa est comprise entre les valeurs $0{,}242 \times 10^5$ et $0{,}627 \times 10^5$ cm des selfs que nous avons utilisées pour nos spectres indiqués sous les signes O_2 et O_3. Cependant parmi les lignes, entre 2700 et 2000 Å, presque toutes sont encore visibles, et même la plupart ne disparaissent que pour des valeurs plus grandes de la self-induction que $0{,}627 \cdot 10^5$ cm. Remarquons à ce propos que, dans nos travaux, la différence de potentiel

était certainement beaucoup plus considérable: la longueur de l'étincelle était de 8 mm.[3]

Dans l'hydrogène, le spectre du zinc suit les mêmes variations que dans l'oxygène. Il disparaît cependant plus vite, comme on pouvait d'ailleurs s'y attendre, puisque l'intensité du courant est plus faible dans ce gaz que dans l'oxygène.

Nous trouvons quelques lignes qui dans l'hydrogène sont plus fortes que dans l'oxygène. Ce sont toutes des lignes très faibles, disparaissant rapidement avec la diminution d'intensité du courant. Quelques-unes d'entre elles semblent coïncider avec des lignes dues à des métaux étrangers.

Nous avons mesuré 175 lignes dont 89 du zinc et le reste d'*O*, *H*, *Az*, *Fe*, *Cu*, *Ag*, *Sb*, *Cd*, *Pb*, *C* et *Hg*. Les lignes d'oxygène et d'hydrogène ont le même caractère que dans le spectre du *Cd*; les lignes d'*Ag*, de *Fe*, de *Cu* sont quelquefois plus intenses dans *H* que dans *O*. Elles disparaissent très vite sous l'influence de la self-induction.

Pour un même temps de pose, le spectre du zinc donne un cliché beaucoup plus intense, dont la calibration est très pénible vers le violet.

---

[3]) Nous lisons dans les Comptes rendus de l'Académie des Sciences V. CXXXIV, I, 1902, page 1572, une note de M. Néculcéa dont nous extrayons le passage suivant:

«Les lignes caractéristiques $\lambda = 2558$ et $\lambda = 2502$ faiblissent d'une manière continue avec des selfs croissantes et deviennent fines et nettes avec la self maxima $L_{12} = 0{,}04191\ H$ (soit $4{,}191 \cdot 10^7$ cm), mais sans disparaître. Les raies 2138 et 2102 sont à peine visibles avec cette dernière self. Quant aux autres raies, elles disparaissent toutes avec $L_{10} = 0{,}02543\ H$.»

Dans ce même mémoire, nous lisons que la self immédiatement plus petite que L_{10} est $L_8 = 0{,}01385$ soit $1{,}38 \times 10^7$ cm. Il résulte du texte ci-dessus que les raies comprises entre 2700 et 2000 sont encore visibles pour cette valeur de la self-induction. Il y a une grande marge entre cette valeur et celle que nous indiquons dans le texte. ($L = 5 \times 10^4$ cm.)

Nous ne pouvons expliquer ces différences qu'en considérant que le condensateur employé dans les premières recherches avait une capacité beaucoup plus élevée que 2700 cm. Si nous admettons que les plaques de verre du condensateur avaient une épaisseur de 0,25 cm, nous trouvons approximativement comme capacité 9600 cm ($S = 5000$ cm^2, chiffre tiré des Comptes rendus, CXXXIV, p. 1573).

Etain.

Long. d'onde	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7		Observ. dans O	Observ. dans H
2150,97	2	0	1	0	1	—	0	—											
2194,63	2	0	2	0	1	—	1	—											
2199,68	3	0	3	0	2	—	2	—	1	—	0	—						Coïncide avec 2199,4 K et R (3)	
2209,71	3	2	3	1	3	1	3	—	2	—	1	—	0	—				*K* et *R* (2)	
2215,2	0	—															Nec.		
2221,5	2	2		1															
2229,2	2	2	—	1															
2231,9	1	—	1	—	1	—												*K* et *R* (2)	
2246,11	3	2	3	2	3	1	3	1	3	1	2	1	2	1	1	1			
2251,29	0	—	0	—	0	—	0	—											
2266,13	3	2	3	1	3	0	2	—	2	—	1	—	0	—	00	—			
2269,03	3	2	3	2	3	1	2	1	2	1	2	1	1	1	1	1		Arc 2269,08	*K* et *R* (2)
2282,40	0	—	0	—	0	—	0	—									E. H.		
2286,79	3	2	3	1	3	1	2	0	1	0	1	0	0	0	0 *f*	0			*K* et *R* (2)
2317,38	4 *d*	3	4	3	4	2	3	2	3	2	3	2	2	2	2 *d*	2 *f*		Arc 2317,30	*K* et *R* (1)
2334,87	4	3	4	3	4	2	4	2	3	2	2	2	2	2	2	2		Arc 2334,88	*K* et *R* (3)
2354,93	5	3	5	3	5	3	4	2	4	2	4	2	3	2	3	2		Arc 2354,98	*K* et *R* (3)
2358,05	2	00	1	—	0	—	0	—									E. H.		*K* et *R* (1)
2368,31	4 *f*	3	4	3	4	2	3	1	2	1	2	1	1	1	1 *f*	1			
2380,82	2	1	1	1	1	0	1	0	1	0	1	0	0	0	0 *tf*	0		Arc 2380,87	*K* et *R* (3)
2395,8	4	2	3	2	3	2	2	1	2	1	1	1	1	1	1	1	E. H.		
2408,28	2	1	2	1	2	1	2	0	2	0	2	0	1	0	1	0 *tf*		Arc 2408,25	*K* et *R* (1)
2421,79	6	5	6	5	6	4	6	4	6	4	6	4	5	4	5	4 *f*		Arc 2421,82	
2429,56	6	5	6	5	6	4	6	4	6	4	6	4	5	4	5	4		Arc 2429,66	*K* et *R* (2)
2433,53	1	0	1	—	0	—	00	—									E. H.	*Arc 2433,58*	*K* et *R* (2)
2437	2	3	1	2	—	0													
2445,14	2	00	1	—	0												Nec.		
2449,4	4 *ld*	2	3	1	3	0	2	—	2	—	1	—	0 *d*				Nec.	*W. L. T.* 2449,9	
2455,30	1	0	1	0	1	0	1	0	0	0	0	0	0	0	—	0		Arc 2455,34	*K* et *R* (2)
2483,4	4	3	4	3	4	3	4	3	4	3	4	3	3	3	3	3		Arc 2483,6	*K* et *R* (2)
2488	1	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0 *n*	0 *n*		Bande diffuse, nette d. les derniers spectres.	
2495,81	4	3	4	3	4	3	4	3	4	3	4	3	3	3	3	3		Arc 2495,90	*K* et *R* (1)
2506	0	—	0	—													Nec.		
2524,02	2	1	2	1	2	1	2	1	1	1	1	1	0	1	0	1		Arc 2524,05	*K* et *R* (1)

2546,63	5	3	5	3	4	3	4	2	4	2	3	2	3	2	3 *f*	2		Arc 2546,68 - coïnc. avec 2546,80
2571,7	5	3	5	3	4	3	4	2	4	2	3	2	3	2	3	2		Arc. 2571,7 *K* et *R* (1)
2591,7	3	2	2	1	1	0	0		0							3	Nec.	
2594,49	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	2	3	2			Arc. 2594,53 *K* et *R* (1)
2606,3	3	1	2	1	2	0	1	0	1	—	0	—					Nec.	
2618,6	2	2	1	1	1	—	1	—	0	—						1		
2631,97	5	4	4	4	3	3	2	2	2	2	1	1	0	1	00			
2643,70	5	4	4	3	3	2	2	1	1	1	0	1		1		1		
2645,4	2	2	1	1	0	0											Nec.	
2658,71	6	5	5	5	4	4	3	3	1	3	0	2	0	1	—	1		
2661,43	4	3	4	3	4	3	4	3	4	3	4	3	4	3	3	3		Arc. 2661,37
2665,3	3 *d*	2	2	1	0	0											E. H.	
2706,57	10	8	10	7	10	7	10	7	10	7	10	7	8	6	8	6		Arc. 2706,64 *K* et *R* (3)
2746	3	1	3	1	2	1	2	1	1	1	1	1	0	1	—	1	Nec.	
2779,90	4	3	4	3	4	2	4	2	4	2	4	2	3	2	3	2		Arc. 2779,90 *K* et *R* (1)
2785,15	3	2	3	2	3	1	3	1	3	1	3	1	2	1	2	1		Arc. 2785,15 *K* et *R* (1)
2788,13	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1		0	—			E. H.	*Arc. 2788,13;* bande
2802,7	2	3	0	2	0	1	0	1	—	1	—	0	—	0	—	0	E. H.	
2813,61	4	3	4	3	4	3	4	2	4	2	3	2	3	2	3	2		Arc. 2813,67 *K* et *R* (1)
2825,5	0	—	0	—													E. H.	
2840,1	10	8	10	8	10	7	10	7	10	7	10	7	10	7	9	7		Arc. 2840,17 *K* et *R* (2)
2850,71	6	4	6	4	6	4	6	4	6	4	6	4	5	4	5	4		Arc. 2850,71 *K* et *R* (1)
2863,33	9	7	9	7	9	7	9	6	9	6	9	6	9	6	8	5		
2876	00	0															E. H.	
2879	0	00	0	—	0	—											E. H.	
2887,74	2	3	1	2	—	0												
2986,2	3	3	2	2	1	1	0	0	00	0	—	0	—	0				
2913,65	4	2	4	2	4	1	4	1	4	1	3	1	2	1	2	1		Arc. 2913,65
3009,25	10	8	10	7	10	6	10	6	10	6	10	6	10	6	10	6		Arc. 3009,25 *K* et *R* (3)
3023,8	2	0	1	—	1	—	1	—	0	—	0	—					E. H.	
3034,24	10	8	10	7	10	6	10	6	10	6	10	6	10	6	10	6		Arc. 3034,24
3047,2	3 *d*	0	3	0	2	0	2	—	2	—	1	—	0	—	0	—		
3071,9	2	2	0	1														
3096,2	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—					E. H.	
3123,91	2 *d*	—	1	—	0	—												
3142,01	3	1	3	1	3	1	3	1	3	1	3	1	2	1	2	1		Arc. 3141,95
3175,15	10	8	10	7	10	7	10	7	10	7	10	7	10	7	10	7		Arc. 3175,15 *K* et *R* (2)
3262,48	10	8	10	7	10	7	10	7	10	7	10	7	10	7	10	7		Arc. 3262,48
3283,60	8	6	7	6	7	5	7	5	7	5	7	5	6	5	6	5		

Long. d'onde	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7	Observ. dans O	Observ. dans H
3330,83	5 *d*	4	5	4	5	4	5	4	5	4	5	4	5	4	5 *d*	4	Arc 3330,83	*K* et *R* (1)
3352,5	10 *d*	7 *d*	10	7	10	7	10	7	10	7	10	7	9	6	9 *d*	5 *d*		
3412,9	3	0	2	0	2	0	2	—	1	—	0	—						
3550,6	1	0	0	—														
3574	4	1	4	1	3	1	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—		
3599	2	2	1	1	0	0	0	0	—	0								
3655,9	3	2	3	2	3	2	3	2	3	2	3	2	3	2	3		Arc 3655,9	
3708,1	2	2	2	2	2	1	0	0	0	0								
3730,2	1	1	1	0	0	0	0	—										
3735,3	1	1	1	0	0	0	0	—										
3745,8	2	2	2	1	1	1	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0		
3764,7	1	1	1	1	0													
3879,8	2	2	1	1	0	0												
3801,3	8	5	8	5	8	5	8	5	8	5	8	5	8	4	8	4	Arc 3801,19	*K* et *R* (1)
3860	3	3	2	1	1	0												
3907,38	3	3	2	2	1	1	0	0										
4525,00	7	4	7	4	7	3	7	2	7	2	7	2	6	2	6	2	Arc 4525	
4585,80	8	7	5	4	3	2	2	0	0	0	0	—						

L'étain.

Le métal a la même provenance. L'étincelle est brillante dans l'oxygène. Elle diminue de section sous l'action de la self-induction. Dans l'hydrogène elle est rougeâtre.

L'étain ne possède pas de séries analogues aux séries du *Cd*, du *Zn*, du *Hg*. Cependant MM. Kayser et Runge ont établi certaines dépendances entre quelques lignes de ce métal.

Nous avons dans notre tableau désigné par les signes *K et R* (1), *K et R.* (2) *K et R* (3) différents groupements entre lesquels existent les relations suivantes. En prenant la fréquence au lieu de la longueur d'onde pour toutes les lignes indiquées *K et R* (1) et en y ajoutant le chiffre 5187,03, on obtient des nombres représentant la fréquence de certaines lignes dont les longueurs d'onde sont désignées par le signe *K et R* (2). Aux mêmes fréquences correspondants aux longueurs d'onde *K et R* (1), si l'on ajoute 6923,26, on trouve la fréquence de plusieurs lignes dont les longueurs d'onde sont accompagnées dans le tableau du signe *K et R* (3).

Nous n'avons cité dans le commentaire du spectre du cadmium que les deux classes du système suivant lequel M. Hemsalech range les différentes raies spectrales, suivant leur manière de se comporter sous l'action de la self-induction. Il y a encore une troisième classe qui comprend les raies dont l'intensité sous l'action de self-induction croissante passe par un minimum ou un maximum. L'étain d'après M. Néculcéa possède des raies appartenant à cette classe. Les conditions de production des spectres, indiquées dans ce travail, ne nous ont pas mis en face de ce phénomène ; pour aucun métal nous n'avons trouvé des raies de troisième classe. M. Berndt trouve dans le spectre de l'étain deux lignes seulement qui deviennent peut-être plus intenses, ce sont 3801,2 et 2812,6.[1]

[1]) Les plaques photographiques sont plus sensibles vers le violet que vers l'extrême ultra-violet. Les spectres obtenus avec une faible self-induction impressionnent la plaque très fortement dans la région des grandes longueurs d'onde. Les lignes mêmes fortes sont noyées dans un fond sombre ; elles sont dès lors difficilement visibles. En comparant l'intensité d'une même ligne dans le premier spectre avec son intensité dans les spectres suivants, il semble à première vue que l'intensité de la ligne va d'abord en augmentant puis diminue. En réalité le contraste seul fait paraître ces lignes plus fortes. Elles se détachent noires, sur un fond presque blanc, tandis que dans le premier spectre elles sont plus noires, sur un fond noir.

Cette constatation est générale ; elle s'applique à toute la partie du spectre

Ces lignes se trouvent vers le violet au delà de la zone étudiée par M. Néculcéa.

Les lignes d'étain qui restent les plus fortes appartiennent presque toutes *à l'arc*. Il semble que les relations harmoniques de Kayser et Runge désignées sous le signe (1) comprennent des lignes qui sont dans l'ensemble *plus réfractaires* à la self-induction que les autres. Sous le signe *K et R* (2) la moitié des lignes observées ont disparu très tôt, les autres résistent encore, mais, si nous pouvons dire, avec *moins d'énergie* que les lignes appartenant à la première relation. Dans la troisième relation harmonique, toutes les lignes, sauf une, *n'ont pas disparu pour la self-induction* maximum. Le spectre dit «d'étincelles» est composé, pour la plus grande part, de lignes, qui ne disparaissent pas très rapidement sous l'action de la self-induction ; les autres raies, le plus petit nombre, disparaissent au contraire très rapidement.

Dans l'hydrogène nous revoyons avec une intensité moindre les mêmes phénomènes se produire. Quelques lignes sont cependant *plus fortes* dans ce gaz que dans l'oxygène ; nous citons : 2524,02, 2594,49, qui appartiennent à la première relation : et 2221,5, 2229,2, 2631,9, 2643,7, 2658, 2746, 2802, 2896, 3071, qui font partie des lignes dites d'«étincelle.» Ces lignes sont en général faibles.

La valeur de la self-induction qu'indique M. Néculcéa, $1,2 \cdot 10^5$ cm, comme correspondant, pour certaines lignes à des minima, et pour d'autres à des maxima d'intensité, est très proche de celle que nous avons employé pour les spectres O_3 et H_3. Il semble donc que la notion de self-induction est insuffisante pour expliquer le phénomène ; peut-être en faisant varier *l'intensité du courant* dans des limites plus grandes parviendra-t-on à fixer nettement les conditions du phénomène indiqué par MM. Néculcéa et Hemsalech.

Nous avons mesuré 253 lignes, dont 91 appartenant à l'étain. Parmi les impuretés, nous trouvons en grande quantité le *Fe*, puis le *Cd*, le *Cu*, le *Sb*, et les lignes des gaz *O*, *H* et *Az*. Quelques bandes vers 2548, 2980, 3276, 3315, 3410, 3625, s'élargissent sous l'action de la self-induction.

depuis 3000 Å à 4800 Å ; elle s'applique à toutes les lignes, aussi bien à celles de l'oxygène, très intenses dans cette partie du spectre, qu'à celles du métal étudié, dont les lignes indiquées comme faible par les tables sont extrêmement difficiles à trouver.

Cet inconvénient ne peut être évité qu'en divisant l'étendue spectrale en plusieurs plages pour lesquelles les temps de pose seront différents.

Plomb.

Long. d'onde	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7		Observ. dans O	Observ. dans H
2170,11	2 *l*	—	1 *l*	—	0	—	00	—										Arc. 2170,11	
2203,68	5 *tl*	4 *l*	5 *tl*	4 *l*	5 *l*	4 *l*	5 *l*	4 *l*	4 *l*	3 *l*	4 *l*	3 *l*	4 *l*	3 *l*	4 *l*	3 *l*		Arc. 2203,68	
2237,7	00	—	00	—	00	—												Arc. 2237,5	*K* et *R* (3)
2242,5	00	—	00	—	000	—											Nec.		
2247	3 *l*	1 *l*	3 *l*	0	2 *l*	00	1 *l*	--	0	—								Arc. 2247	*K* et *R* (3)
2254	1 *f*	—	0 *f*	—													Nec.		*K* et *R* (2)
2296,8	2 *f*	3 *f*	0 *f*	1 *f*													Nec.	*C.* 2296,9	
2300,28	1 *f*	—	0 *f*	—	0 *f*	—											Nec.		
2317,39	2	000	2	—	0	—											Nec.		
2332,63	2	000	2	—	1	—	0	—										Arc. 2332,72	*K* et *R* (2)
2389,00	1	00	1	-	1 *tn*	—												Arc. 2389	*K* et *R* (2)
2393,9	6 *d*	3	6 *d*	3	5 *d*	3	4 *d*	3	3 *d*	3	2 *d*	2	2 *d*	2	2	2		Arc. 2393,9	
2399,7	00 *d*	—	00	—	00	—												Arc. 2399,7	*K* et *R* (2)
2402,18	4	3	4	3	4	3	3	2	3	2	2	1	2	1	2	1		Arc. 2402,06	*K* et *R* (3)
2407,29	00	—															E. H.		
2411,8	3 *f*	1	3 *f*	1	2 *f*	1	1 *f*	1	1 *f*	1 *f*	00 *f*	0						Arc. 2411,8	*K* et *R* (2)
2418,6	0	—	0	—	00	—											Eder		
2428,8	4	3	4	3	4	3	3	2	2	1	2	1	1	0	1	0		Arc. 2428,8	
2444,10	5	2	5	2	4	2	3	2	2	2	2	1	1	0	0	00		Arc. 2443,90	
2446,46	6	3	6	2	5	2	4	2	3	2	3	2	2	1	2	1		Arc. 2446,30	*K* et *R* (3)
2476,5	7 *n*	5	7 *n*	5	7	5	6	5	5	4	3	3	2	2	2	2		Arc. 2476,5	*K* et *R* (3)
2478,72	5	5	3	5	2	5	1	5	0	4	—	4	—	4	—	3	Eder	Coïnc. avec *O*	
2493,5	0	—															E. H.		
2562,39	6	5	5	5	3	3	1	3	—	3	—	2	—	1	—	0			
2568,5	1	1	1	0															
2577,4	6	4	6	4	6	4	6	4	5	3	4	3	4	2	4	2		Arc. 2577,4	*K* et *R* (2)
*2613,79	10 *d*	8 *d*	10 *d*	8 *d*	10 *d*	8 *d*	9 *d*	7 *d*	9 *d*	7 *d*	9 *d*	7 *d*	8 *d*	6 *d*	8 *d*	6 *d*		Arc. 2613,79 – 14,29	
2628,47	2 *l*	1	2 *l*	1	2 *l*	1	1 *l*	0	1 *l*	0	0 *l*	00	—	00				Arc. 2628,47	*K* et *R* (2)
2638,37	00 *d*	00 *d*															E. H.		
2650,4	4 *l*	2 *l*	4 *l*	2 *l*	4 *l*	2 *l*	3 *l*	1 *l*	2 *l*	1 *l*	1 *l*	0 *l*	0 *l*	0 *l*	0 *l*	—		Arc. 2650,4	
2657,17	1	1	0	00														Arc. 2657,18	*K* et *R* (3)
2663,22	5	3	5	3	5	3	5	3	4	3	3	3	3	3	2	2		Arc. 2663,22	*K* et *R* (2)
2697,6	2 *ld*	0 *ld*	2 *ld*	00 *ld*	2 *ld*	00 *ld*	1 *ld*	00 *ld*	00 *ld*	—								Arc. 2697,8	
2717,2	2 *l*	1 *l*	2 *l*	0 *l*	1 *l*	00 *l*	0 *l*	00 *l*											

* Coïncide avec 2614,29.

Long. d'onde	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7		Observ. dans O	Observ. dans H
2733.5	1 *l*	—	1 *l*	—													Eder		
2794,94	3	1	1	1	—	1	—	1	—	0	—	0	—	00			Eder		
2802,10	15 *d*	10 *d*	15 *d*	10 *d*	15 *d*	10 *d*	15 *d*	9	13 *d*	9	11 *d*	8	10 *d*	8	10 *d*	7		Arc. 2802,10 *K* et *R* (2)	
2823,29	8	5	8	5	7	5	7	4	6	3	4	3	4	3	3	2		Arc. 2823,29	
2833,13	8	5	8	5	7	5	7	5	6	4	4	4	4	3	3	3		Arc. 2833,21	
2873,42	8	5	8	5	7	5	7	5	6	4	4	4	4	3	3	3		Arc 2873,48 - K et R (2) - se renv.	se renverse plus nettement.
2884,00	00	—	00	—	000	—											E. H.		
2949,5	6 *td*	4	6 *td*	4	5 *td*	3	3 *td*	3	2 *td*	3	1 *td*	2	0 *td*	1	—	0			
3010,23	2	2	2	2	2	2	1	2	0	2	0	2	00	2	000	2	E. H.		
3017,7	7 *td*	2 *td*	7 *td*	2 *td*	5 *td*	2 *td*	4 *td*	1 *td*	2 *td*	1 *td*	1 *td*	0 *td*	0 *td*	00 *td*					
3044,00	5	4	3	3	1	1	0	1	—	1	—	1	—	0					
3052,5	00	2	00	1													E. H.		
3059,00	00	—															E. H.		
3087,15	1	0	1	00	00	—													
3089,2	1	0	1	00	00	—													
3137,9	8 *d*	7 *n*	6 *d*	7 *n*	3 *d*	4 *n*	2 *d*	3 *n*	—	3 *n*	—	2 *n*	—	1 *n*	—	1 *n*			
3176,00	9	6	8	6	6	5	5	5	4	4	3	4	2	4	2	3		se renverse se renverse	se renverse plus nettement.
3220,7	2	2	2	—	1	—	1	—										Arc. 3220,7 *K* et *R* (1)	
3243,00	1	0	1	0	0	0											E. H.		
3259-3262,61	4	3	4	3	4	3	3	3	3	3	2	3	1	3	1	3		Arc. 3262,5 *K* et *R* (1)	
3261-3264,6	4	3	4	3	4	3	3	3	3	3	2	3	1	3	1	3		Bande	
3276,6	0	0																	
3279,3	0	0																	
3346,62	1	—	0	—													E. H.		
3455	4 *d*	0 *d*	3 *d*	0 *d*	2 *d*	00 *d*	1 *d*	00 *d*	0 *d*	00 *d*	00 *d*	00 *d*							
3573	10 *l*	6 *f*	10 *l*	6 *f*	10 *l*	6 *f*	10 *l*	6 *f*	8 *l*	6 *f*	8 *l*	6 *f*	7 *l*	5 *f*	7 *l*	5 *f*		Arc. 3572,95 *K* et *R* (1)	
3593,1	3 *l*	1 *l*	3 *l*	1 *l*	1 *l*	—													
3639,7	10 *l*	6 *f*	10 *l*	6 *f*	10 *l*	6 *f*	10 *l*	6 *f*	8 *l*	6 *f*	8 *l*	6 *f*	7 *l*	5 *f*	7 *l*	5 *f*		Arc. 3639,7	
3655,8	1	1	1	1	0	00	00	—											
3671,7	5	3	5	3	5	3	5	3	5	3	4	3	4	2	3	2		Arc. 3671,8 *K* et *R* (1)	
3683,6	10 *l*	6 *f*	10 *l*	6 *f*	10 *l*	6 *f*	10 *l*	6 *f*	8 *l*	6 *f*	8 *l*	6 *f*	7 *l*	5 *f*	7 *l*	5 *f*		Arc. 3683,6	
3689,4	1	0	0	—															
3715	3	0	3	0	2	00	2	00	1	00	0	00	0	00					
3736,4	0	0	0	0	00	00													
3740,28	9	5	9	5	8	5	8	5	8	5	7	5	6	5	6	4 *f*		Arc. 3740,28 *K* et *R* (1)	
3786,5	5	1	5	1	4	1	3	1	2	1	1	1	1	1	1	1			

3828	1	0	1	0	0	0	0	00	0	00	00	—				
3833,15	1	0	1	0	0	0	0	00	0	00	00	—				
3842,2	2	1	2	1	1	1	1	1	00	0	—	0	—	0	—	0
3854,11	4	2	3	2	2	2	1	2	0	1	00	1	—	0	—	0
3952,2	4	0	3	00	1	—	0	—								
4019,76	4	2	4	2	4	2	4	2	3	2	3	2	2	2	1	2
4058	15 *l*	10 *l*	15	10	15	10	15	10	15	10	13	10	13	10	12 *l*	8 *l*
4168	3	2	2	1	2	1	2	1	1	1	1	1	1	1	1	1
4245,4	15 *l*	10 *l*	15	10	15	10	15	10	15	10	13	10	13	10	12 *l*	8 *l*
4387,1	15 *l*	10 *l*	15	10	15	10	15	10	15	10	13	10	13	10	12 *l*	8 *l*

Arc. 4019,80 *K* et *R* (1)
Arc 4058 très large, coïn. avec 4062,30
Arc. 4168 *K* et *R* (1)

Le plomb.

L'étincelle a lieu entre électrodes provenant de la Société centrale des Produits chimiques à Paris. Dans l'oxygène, pour les premiers spectres, elle a l'aspect brillant de l'étincelle entre électrodes d'étain, puis sous l'action de la self-induction elle devient violette, mais en restant assez lumineuse. Dans l'hydrogène elle est rouge et relativement peu intense.

Entre les raies du plomb il existe des relations analogues à celles que nous venons d'étudier dans l'étain. Aux fréquences correspondant aux longueurs d'onde désignées dans le tableau par *K et R* (1) ajoutons 10 810,81 ; nous trouvons la fréquence des lignes dont la longueur d'onde est accompagnée de *K et R* (2) ; ajoutons 13 642,81, nous passons ainsi des lignes *K et R* (1) à celles indiquées par *K et R* (3).

Nous pouvons diviser les raies de l'étincelle oscillante en groupes :

1° Celles qui se trouvent dans l'étincelle comme dans l'arc, mais sans appartenir aux relations *K et R*.

2° Celles qui appartiennent aux relations *K et R*. Nous avons là trois sous-divisions.

3° Celles qui appartiennent à l'étincelle oscillante.

Les raies de la première catégorie sont toutes sauf 2170,11 *fortes et relativement réfractaires* à la self-induction. Ceci dans l'hydrogène comme dans l'oxygène. Elles sont un peu diffuses; quelques-unes, le plus petit nombre, deviennent nettes en devenant moins intenses ; leur finesse est un peu plus grande dans l'hydrogène que dans l'oxygène. Le second groupe peut être divisé en trois suivant les relations de Kayser et Runge.

Les lignes faisant partie du premier groupe sont plus *rapprochées* du violet que celles des autres groupes. Elles sont en général assez fortes ; *larges* dans les premiers spectres, elles deviennent *fines* sous l'action de la self-induction ; elles sont dans l'hydrogène beaucoup plus nettes que dans l'oxygène. Deux lignes de ce groupe 4019 et 3268,5 sont plus fortes dans l'hydrogène que dans l'oxygène. Elles correspondent dans la deuxième relation à des lignes plutôt intenses et dans la troisième à des lignes très faibles.

Les lignes du second groupe qui se trouvent dans le spectre oscillant sont comprises entre 2874 et 2254, elles sont toutes sauf 2577,4 et 2802 plutôt *faibles et considérablement affectées* par l'augmentation de

la self-induction. Même les deux plus fortes que nous indiquons diminuent rapidement d'intensité. Elles sont fines sauf les deux lignes citées ci-dessus et dans l'oxygène 2628,5 et 3393,9 ; la ligne 2873 se renverse, plus facilement dans *l'hydrogène que dans l'oxygène* ; les lignes 2663,22, 2628,4, 2393,9 ont des intensités qui dans les deux gaz, pour les self-inductions maximales, tendent à s'égaliser.

Les lignes du troisième groupe entre 2650 et 2237 se comportent de façon très différente. Tout d'abord un groupe de deux lignes l'une très faible, 2237,6 et 2247, puis un groupe de trois lignes, *réfractaires* à la self-induction, très nettes et relativement intenses. *2402,06, 2446,30, 2476,5*, puis une ligne très faible 2657,17.

Les lignes appartenant au spectre dit d'«étincelle» sont très faibles et disparaissent *rapidement jusqu'à la limite 2873,5 de la relation* (2) de Kayser et Runge: Vers le violet, dans l'espace où se trouve la relation (1), elles sont au contraire, *dans l'ensemble, beaucoup plus fortes.* Quelques-unes se renversent, telles que 3137,9 et 3176,8. Une bande assez intense, plus forte sous l'action de la self-induction dans l'hydrogène que dans l'oxygène, se forme vers 3261—3264.

Nos résultats ne sont pas conformes à ceux de M. Néculcéa. Nous ne trouvons aucune ligne de la troisième classe et cependant quelques-unes des self-inductions, que nous avons introduites dans notre circuit sont bien voisines de celles indiquées par M. Néculcéa dans sa thèse. Nos résultats ne concordent pas mieux avec les chiffres très différents publiés dans la note des Comptes Rendus que nous avons citée dans le commentaire qui accompagne le spectre du zinc.

Nous avons calibré sur les spectrogrammes du *Pb*, entre 2170 Å et 4748 Å, 195 lignes dont 80 appartenant au *Pb* ; parmi les impuretés nous trouvons le *Fe*, l'*Ag*, le *Ni*, le *C*, le *Sn*, le *Cd*, le *Ca*, le *Cu*. Leur spectre est plus intense dans l'oxygène que dans l'hydrogène sauf pour le *C*. L'oxygène donne avec le plomb un spectre intense qui diminue avec la self-induction, mais moins rapidement que le même spectre obtenu entre électrodes d'autres métaux. Le spectre de l'azote est aussi plus intense avec ce métal qu'avec aucun autre.

Cuivre.

Long d'onde	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7		Observ. dans O	Observ. dans H
2104,89	0	0																Arc 2104,89	
2112,19	1	0	1	0	0	0	—	0										Arc 2112,19	
2117,46	0	0	00	0	—	00													
2123,08	1 *ld*	1	1	1	0	1 *f*	—	0										Arc 2123,08	
2126,12	1 *ld*	1	1	1	0	1 *f*	—	0										Arc 2126,12	
2134,5	0	0	0	0															
2136,08	2	2	2	2	2	1	0	1	0	0	—	00						Arc 2136,08	
2149,08	2	1	2	1	1	1	1	0	0	00	00	—						Arc 2149,08	
2151,96	0	00	0	00															
2161,49	1	00	0	00															
2165,14	0	00	00	—														Arc 2165,14	
2175,13	2	1	2	1	1	00	00	—											
2179,49	3	2	3	2	2	2	2	2	1	2	1	1	1	1	0	0		Arc 2179,49	
2189,66	2	2	2	2	2	2	1	1	1	1	0	1	00	0				Arc 2189,70	
2192,35	3	2	3	2	2	2	2	2	1	2	1	1	1	1	0	0		Arc 2192,35	
2195,87	0	0	0	0	0	0	—	00											
2199,70	2	2	2	2	2	1	1	1	1	1	0	0						Arc 2199,70	
2209,94	3	2	3	2	3	2	2	2	2	2	2	2	1	1	1	0			
2214,76	1	0	1	0	1	0	0	0	0	0	0	—					Eder	Arc 2214,67	
2218,2	3	2	3	2	3	2	2	2	2	2	2	2	1	1	1	0		Arc 2218,2	
2227,80	3*tld*	2	3	2	3	2	2	2	2	2	2	2	1	1	1*tld*	0		Arc 2227,8	
2228,93	3*tld*	2	3	2	3	2	2	2	2	2	2	2	1	1	1*tld*	0		Arc 2228,9	
2230,27	3*tld*	2	3	2	3	2	2	2	2	2	2	2	1	1	1*tld*	0		Arc 2230,16	
2242,69	3 *ld*	2 *ld*	3	2	3	2	3	2	3	2	3	2	3	2	3 *ld*	2 *ld*		Arc 2242,69	
2247,06	3 *ld*	2 *ld*	3	2	3	2	3	2	3	2	3	2	3	2	3 *ld*	2 *ld*		Arc 2247,06	
2255,05	1	0	1	0	0	—													
2263,43	2 *d*	1 *d*	2	1	2	1	1	0	1	0	0	0	0 *d*	00 *d*					
2276,36	3 *d*	2	3	2	3	2	2	2	2	1	2	1	2	1	2 *d*	1		Arc 2276,35	
2278,45	0	—	0	—	0	—											Eder		
2286,77	2 *d*	1	2	1	2	0	1	0	0	—	0 *d*	—							
2291,13	1 *d*	1	1	1	0	0													
2294,50	4 *d*	3 *d*	4	3	4	2	3	2	3	2	2	2	2	2	2 *d*	1 *d*		Arc 2294,45	
2296,92	0 *d*	0	00	0													Eder	Coïnc. avec *C*	
2299,6	1 *d*	0	0 *d*	00													Eder		

2303,18	2	1	2	1	2	0	0	00	00								Eder	Arc 2303,18
2309,75	1	00	0	00														
2319,64	00	—	00	—													Eder	Arc 2319,64
2323,15	0	00	0	00														
2336,31	3	2	2	2	1	1	0	0										
2346,15	1	0	1	0	—	0												
2348,94	2	0	2	0	1	0												
2355,19	3	1	3	1	2	1	1	0	0									
2356,67	4	2	4	2	3	1	3	1	2	0	1	0	0					Arc 2356,67
2368,28	3	2	3	2	2	2	1	2	—									
2369,9	12	8	12	8	12	8	10	7	10	6	8	5	6	4	5	3		Arc 2369,9
2376,51	7	4	7	4	5	2	3	1	2	1	1	1	0					
2385,18	1	0	1	0	0	—												
2391,81	0	0	0	0														
2392,70	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	—	0						Arc 2392,8
2394,70	1	0	1	0													Eder	
2400,18	8	6	8	6	7	5	6	5 *f*	5	4	4	3	4	2	4	1 *f*		Arc 2400,18
2403,51	8	6	8	6	7	5	6	5	5	4	4	3	4	2	4	1		
2405,5	0	00	0	00														
2412,19	1	1	1	1	0	1	—	1	—	0	—	0 *f*						
2414,38	0 *l*	00	00	—													Eder	
2418,58	1	—	0	—														
2424,62	5 *f*	2	4	2	3	1	2	1	1	0	0	0	00	—				
2429,08	1	0	0	00														
2430,70	1	0	0	00 *f*														
2433,57	3	0	2	0 *f*													Eder	
2435,9	0	1	0	1	—	1	—	0										
2441,75	2	1	2	1	2	1	1	1	1	0	0	0	0	—				Arc 2441,75
2444,50	1	1	1	1	1	1	0	1	0	1		0						
2446,80	00	00	00	00														
2447,63	00	00	00	00													Eder	
2453,10	0	0	0	0	—	0	—	0	—	00								
2458,80	0	00	0	00														Arc 2458,8
2459,4	0	00	0	00														
2461,99	0	0	0	0													Eder	
2468,70	5	5	4	4	3	3	1	2	1	1	00	0						
2473,52	6	4	6	4	5	3	4	2	3	2	2	2	2	1	1	0		
2478,4	4 *d*	4	4	4	4	4	3	3	3	3	2	3	2	3	1	2	Eder	
2482,4	3 *d*	3	3	2	2	2	1	1	0	1	—	0						

Long. d'onde	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7		Observ. dans O	Observ. dans H
2485,94	7	5	7	5	6	3	5	3	4	2	3	2	2	1	1	0			
2489,70	4	3	4	3	4	2	3	2	3	2	2	1	1	1	1	0			
2492,30	3	2	3	2	3	1	2	1	2	1	1	1	1	0	0	00		Arc 2492,25	
2497,66	0	0	0	0	00	0	—	0	—	00									
2503,03	0	00															Eder		
2506,51	10	7	10	7	9	6	7	5	5	4	4	3	3	2	3	2 *d*			
2508,7	1	1	1	1	0	1	—	0	—	00									
2511,52	0	0	0	0	—	0	—	0											
2516,50	1	2	1	2	0	1	—	1	—	0									
2518,5	1	2	1	2	0	1	—	1	—	0									
2521,20	0	0	00	—															
2522,45	0	0	0	0															
2523,24	0	0	0	0															
2525,10	0	0																	
2526,8	5	4	5	4	4	2	4	2	3	2	2	1	1	1	0	—			
2529,62	6	5	6	5	5	4	5	3	4	2	3	2	2	1	2	1			
2538,80	1	1	1	1	0	1	—	1	—	0									
2545,02	15	8	15	8	13	6	11	6	9	5	7	5	5	3	4	2			
2550,23	0	0	—	0													Eder		
2553,28	0	0	0	0	—	0	—	0										Arc 2553,38	
2554,40	0	0	0	0													Eder		
2566,61	1	1	1	1	0	1	—	0	—	00									
2571,99	2	0	2	0	1	0	0	—	0	—	00								
2573,46	0	0	0	0		0													
2578,39	0	0	0	0	—	0											Eder		
2581,35	0	0	0	0	—	0											Eder		
2590,75	7	3	7	3	6	2	4	2	3	1	1	1	1	0	0 *tf*	—			
2599,03	9	4	9	4	8	3	6	3	5	2	2	2	2	1	1	0			
2600,52	8	5	7	5	6	3	5	3	3	3	2	2	2	1	2	0			
2609,42	2	2	1	2	1	1	0	1	00	1	—	0							
2618,5	4	3	4	3	4	3	3	3	3	3	2	2	2	2	1	1		Arc 2618,5	
2644,06	1	1	1	1	0	1	—	0		00									
2666,52	7	3	7	3	5	1	3	1	2	1	0	0	00	—					
2689,56	8	5	7	5	6	4	5	3	4	2	3	1	2	1	1	0			
2701,21	8	5	7	5	6	4	5	3	4	2	3	1	2	1	1	0			
2703,42	7	4	6	4	5	3	3	2	2	2	1	2	1	1	1	0			

2713,76	8	5	7	5	6	4	5	3	4	2	3	1	2	1	1	0		
2719,02	7	4	7	4	5	3	4	2	4	2	3	1	2	1	1	0		
2721,98	4	2	4	2	3	1	2	1	1	1	0	0	00	—				
2734,36	1 *d*	0	0	–													Eder	
2737,6	0	—	0	—	0	—												
2740	1	0	1	—	0	—												
2745,52	3	2	3	2	2	2	0	1	00	0	—	0						
2751,36	0	—	0	—													Eder	Arc 2751,36
2766,5	2	1	2	1	2	1	1	1	1	1	1	1	0	0	00	00		Arc 2766,5
2769,95	7	4	6	4	5	3	4	2	3	1	2	1	1	1	1	0		
2824,49	4	3	4	3	3	2	3	2	3	2	2	1	2	1	1	0		Arc 2824,49
2837,68	4	2	3	1	2	0	1	0	1	0								
2857,97	1	—	1	–	1	–												
2877,97	4	1	4	1	3	00	2	00	1	00	0	00	00	—				
2884,32	2	0	2	0	2		1	—	1	—	0		00	—				
2961,30	4	2	4	2	3	2	2	2	2	1	1	1	1	0	1	0		Arc 2961,30
2978,4	2	—	0	—	00	–												Arc 2978,4
2997,4	2	0	2	—	1	–	1	—	0	—								Arc 2997,4
3022,7	2	0	2	—	1	–	0	—	00	—								Arc 3022,7
3036,2	2	0	2	0	1	0	1	0	1	00	0	—	0	.				Arc 3036,2
3063,5	2	2	2	2	2	0	1	0	1	0	1	—	1	—	0	—		Arc 3063,5
3073,9	0	—	0	—	0	—												Arc 3073,9
3088,18	1	—	0	. .														Arc 3088,2
3094,22	1	—	0	—														Arc 3094,22
3100,04	3	0	3	0	2	0	2	0	1	0	0	—	0	. .				Arc 3100,04
3108,79	4	0	4	0	3	0	3	0	2	–	1	—	1	—				Arc 3108,79
3116,4	1	.	1	—	1	—	0	—	0	.								Arc 3116,4
3126,22	4	0	4	0	3	0	2	—	1	–	0	—	0	—				Arc 3126,22
3140,50	3 *d*	. .	3		2	—	1	—	0									Arc 3140,50
3142,56	3 *d*		3	.	2		1		0	.								Arc 3142,56
3146,95	2		2	–	1	.	1	—	1	–	0	—						Arc 3146,95
3169,77	2		2	—	1	—	0	—	0									Arc 3169,77
3194,22	2	0	2	0	2	0	1	0	1		1	—						Arc 3194,22
3208,32	2	.	2	.	1	—	0	—	0	—								Arc 3208,32
3224,75	3 *d*	.	3	–	2		1	—	0 *d*	.								Arc 3224,75
3231,25	2		2	—	2	—	1	–	1	—	0	–						Arc 3231,25
3235,82	2		2	—	2	—	1	—	1	–	0	—						Arc 3235,82
3243,27	1	—	1	–	1		1	—										Arc 3243,27
3247,66	20 *d*	12	20	12	18	12	18	12	18	12	15	10	12	10	12 *d*	10		Arc 3247,66

Long. d'onde	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7	Observ. dans O	Observ. dans H
3274,1	15	10 *d*	15	10	15	10	12	10	12	10	10	8	10	8	10	8 *d*	Arc 3274,1	
3277,42	1	—	0	—	0	—											Arc 3277,42	
3279,9	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—	0	—			Arc 3279,9	
3282,8	3	1	2	1	2	1	1	1	1	—	1	—	0	—			Arc 3282,8	
3290,67	5	3	5	3	4	3	3	3	2	2	2	2	1	1	1	0	Arc 3290,67	
3308,1	6	2	6	2	6	2	5	2	4	2	3	2	2	2	1	1	Arc 3308,1	
3317,3	2	—	2	—	1	—	1	—	1	—	0	—					Arc 3317,3	
3319,8	2	—	2	—	1	—	0	—	0	—							Arc 3319,8	
3329,7	0	—	0	—	0	—											Arc 3329,7	
3337,9	0	—	0	—	0	—											Arc 3337,9	
3349,4	1	—	1	—	1	—	0	—	0	—	0	—					Arc 3349,4	
3365,5	2	—	2	—	1	—	1	—	1	—	0	—	0	—			Arc 3365,5	
3381,5	1	—	1	—	1	—	1		1	—	1	—	0	—	0	—	Arc 3381,5	
3402,3	1	—	1	—	0	—	0	—	0	—							Arc 3402,3	
3404,7	1	—	1	—	0	—	0	—	0	—							Arc 3404,7	
3450,5	3	0	3	—	2	—	1	—	1	—	0	—	0	—			Arc 3450,7	
3454,8	1	—	1	—	0	—	0	—	0	—							Arc 3454,8	
3472,3	2	—	2	—	0	—	0	—									Arc 3472,3	
3476,1	2	—	2	—	1		1	—	1	—	0	—					Arc 3476,1	
3483,9	2	—	2	—	1	—	1	—	1	—	0	—					Arc 3483,9	
3512,3	2	—	2	—	1	—	1	—	1	—	0	—					Arc 3512,3	
3520,1	0	—															Arc 3520,1	
3524,4	1	—	1	—	0	—	0	—									Arc 3524,4	
3527,6	2	—	2	—	1		1		0	—	0	—					Arc 3527,6	
3533,8	1	—	1	—	1	—											Arc 3533,8	
3545,35	1	—	0		0	—											Arc 3545,35	
3599,37	5	2	4	2	3	2	2	2	2	2	1	2	1	1	0	0	Arc 3599,37	
3602,25	5	2	4	2	3	2	2	2	2	2	1	2	1	1	0	0	Arc 3602,25	
3614,3	2	—	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—					Arc 3614,3	
3621,7	2	0	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—					Arc 3621,7	
3627,2	0	—	0	—	0	—											Arc 3627,2	
3636,1	0	—	0	—	0	—											Arc 3636,1	
3645,3	0	—															Arc 3645,3	
3656	1	—	1	—	0	—	0	—	0	—							Arc 3656	
3665,9	0	—	0	—													Arc 3665,9	
3672,1	0	—	0	—													Arc 3672,1	

3677,7	0	—	0	—													
3684,8	2	0	2	—	1	—	1	—	0	—	0	—					Arc 3684,8
3700,6	2	—	1	—	0	—											Arc 3700,6
3734,3	0	—															Arc 3734,3
3741,4	0	—															Arc 3741,4
3772	0	—	0	—													Arc 3772
3777,2	0	—	0	—													
3791,2	0	—	0	—													
3809,8	0	—	0	—													
3860,6	0	—	0	—													Arc 3860,6
4022,8	3	2	3	2	2	2	2	2	1	1	0	1	0	0	0	0	Arc 4022,8
4043,6	2	1	2	1	1	—	0	—									
4063,0	2	2	2	2	2	2	2	1	1	1	1	1	1	1	0	0	Arc 4063
4178	0	—	0														Arc 4178
4228,1	3	1	2	1	2	1	2	1	1	1	1	1	1	0	0	0	
4249	2	—	1	—	0	—											Arc 4249
4275,3	5	2	4	2	3	2	2	1	2	1	1	1	1	1	0	0	Arc 4275,3
4378	2	—	1	—	1	—	0	—	0	—	0	—					Arc 4378
4510	4	2	3	2	2	1	1	1	0	0	00	—					Arc 4510
4587,2	7	3	6	3	5	3	3	2	2	2	1	2	0	0			Arc 4587,2
4651,4	8	3	6	3	5	2	3	2	2	1	1	1	0	—			Arc 4651,4
4704,82	5	1	3	1	2	1	1	0	0	0							Arc 4704,82

Le cuivre.

Le métal a le même origine.

L'étincelle brillante dans l'oxygène est rouge pâle dans l'hydrogène ; sous l'action de la self-induction sa section diminue ; son intensité lumineuse dans l'hydrogène est faible. Nous ne pouvons pour ce métal sérier les lignes, comme pour les quatre premiers. Nous nous contentons d'indiquer les lignes de l'étincelle qui appartiennent au spectre de l'arc.

La classification des lignes du cuivre sous les rubriques «lignes d'étincelle» et «lignes d'arc» n'a qu'une valeur très relative. Il en est de même de la classification : lignes de première classe et lignes de seconde classe.

Les lignes dites d'étincelles sont dans l'ensemble plus faibles que celles de l'arc et moins réfractaires à l'augmentation de la self-induction. Cependant quelques-unes résistent autant que celles de l'arc ; celles-ci sont plus intenses et plus réfractaires, semble-t-il, que les lignes d'étincelle ; mais nous trouvons dans l'arc quelques lignes qui sont aussi faibles et disparaissent aussi vite que les lignes d'étincelles.

Nos tableaux montrent qu'entre 2719 et 2100, la diminution d'intensité des lignes n'est pas aussi grande que l'indique M. Néculcéa. Nous comptons dans cette région 110 lignes du cuivre, tandis que 21 seulement forment le tableau donné par cet auteur.

Si nous faisons le produit $C\,L$ de la capacité par la self-induction, nous avons pour les deux tableaux :

M. Néculcéa	M. Joye
0,00002 $M\,F = 18$ cm	
$18 \times 5{,}57 \cdot 10^5 = 100 \cdot 10^5$	$3660 \times 0{,}045 \cdot 10^5 = 165 \cdot 10^5$
$18 \times 25{,}94 \cdot 10^5 = 467 \cdot 10^5$	$3770 \times 0{,}242 \cdot 10^5 = 912 \cdot 10^5$
$18 \times 65{,}35 \cdot 10^5 = 1176 \cdot 10^5$	$4000 \times 0{,}627 \cdot 10^5 = 2508 \cdot 10^5$
$18 \times 145{,}58 \cdot 10^5 = 2620 \cdot 10^5$	$4330 \times 1{,}116 \cdot 10^5 = 4832 \cdot 10^5$
$18 \times 254{,}41 \cdot 10^5 = 4579 \cdot 10^5$	$4900 \times 2{,}068 \cdot 10^5 = 10133 \cdot 10^5$
$18 \times 394{,}36 \cdot 10^5 = 7098 \cdot 10^5$	$4958 \times 3{,}106 \cdot 10^5 = 15400 \cdot 10^5$

Il est vrai que la longueur d'onde de l'oscillation électrique qui est

proportionnelle à la racine carrée de ces chiffres est dans nos essais 1,4 fois plus grande.

Mais l'intensité du courant y est beaucoup plus considérable, puisque, comme nous l'avons vu plus haut à propos du *Zn*, elle est proportionnelle à la racine carrée de la capacité. Dans nos expériences la longueur de l'étincelle est plus grande, et nous n'avons pas de coupure dans le secondaire ; l'intensité du courant en est encore augmentée.

Dans l'hydrogène, les lignes du cuivre sont plus faibles et déclinent plus rapidement sous l'influence de l'augmentation de la self-induction. Ce fait est général en ce qui concerne les lignes dites d'«arc». Quelques lignes dites d'«étincelle» persistent, très faibles, dans l'hydrogène.

Nous avons mesuré sur nos spectrogrammes 300 lignes, dont 206 du cuivre ; les impuretés étaient l'*Ag*, le *Fe*, le *Mg*, le *Ca*, le *C*, le *Hg*. L'oxygène et l'hydrogène donnent lieu aux mêmes remarques que précédemment.

Argent.

Long. d'onde	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7		Observ. dans O	Observ. dans H
2113,91	2 *ld*	0	2	—	1	—	1	—	0	—	00 *ld*	—							
2120,51	1 *d*	0	1	—	0	—	00 *d*	—											
2145,75	3 *ld*	2	3	1	2	0	1	—	0	—	0	—	0 *ld*	—					
2149,38	0	0																	
2162,1	1 *d*	0 *d*																	
2166,6	3 *ld*	2	3	1	2	0	2	—	2	—	0	—	0 *ld*	—					
2171,05	00	—																	
2186,88	3	2	3	1	2	0	2	0	2	—	2	—	2	—	1	—			
2192,1	3	1	3	1	2	0	2	0	2	—	2	—	2	—	1	—			
2202,2	1	0	1	—	1	—	0	—	0	—	0	—							
2206,02	1	0	1	—	1	—	0	—	0	—	0	—							
2208,6	0	—																	
2211,3	3	1	2	0	2	0	2	—	1	—	1	—	1	—	1	—			
2219,6	3	2	2	1	2	0	2	0	2	—	2	—	1	—	1	—			
2226,2	0	—	0	—	0	—													
2229,65	4	3	4	2	4	2	3	2	2	1	2	0	2	—	2	—			
2238,5	1	0	0	—															
2240,5	0	—																	
2241,9	2	2	2	2	2	1	2	1	2	0	2	—	2	—	1	—			
2246,5	4 *ld*	3	4	2	4	2	3	2	3	2	3	1	3	0	3 *ld*	—			
2248,8	3	2	3	2	3	2	2	1	2	1	2	0	2	—	2	—		Arc 2248,8	
2253,5	3	2	2	1	2	1	2	0	2	—	1	—	1	—	1	—		Arc 2253,5	
2274,3	2	1	2	0	1	0	1	0	1	—	1	—	1		1	—			
2275,3	2	1	2	1	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—	0	—			
2277,5	0	0	0	—	0	—	00	—	00	—	00		00	—	00	—			
2280,1	6	4	5	3	5	3	5	2	3	2	3	1	3	0	3	—			
2286,5	1	1	0	0	0	0	0	00 *f*											
2291	0	00	0	—	00	—													
2296,1	1	0	1	—	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—					
2296,8	2	2	1	1	0	0		0									Eder	correspond avec C	
2309,7	4	2	4	1	3	0	2	0	2	0	2	—	2		2	—		Arc 2309,7	
2314,8	0 *tl*	00	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0		0 *tl*				
2315,4	0 *tl*	00	0		0	—	0		0		0	—	0		0 *tl*	—			
2316,1	0	0	0														Eder		

2317,03	6	4	6	3	6	3	5	2	5	2	5	1	5	0 *f*	5	—		Arc 2317,03
2319,2	0	00	0	—													Eder	
2320,34	6	4	6	3	6	3	5	2	5	2	5	1	5	0	5	0		Arc 2320,34
2321,6	0	00	0															
2324,69	6	4	6	3	6	3	5	2	5	2	5	1	5	0	5	-		Arc 2324,69
2331,44	6	4	6	3	6	3	5	2	5	2	5	1	5	0	5	—		Arc 2331,44
2339,1	0	0	0	—	0	—												
2341,8	0	00	0	—														
2343,7	1	0	0	—	0		0		0	—								
2348,3	00	—															Eder	
2356,8	1	0	0	—	0	—	0		0		0	—	0	—	0	—	Eder	
2357,94	8	5	8	4	8	4	8	4	8	3	8	2	7	1 *tf*	7	—		
2358,86	6	3	5	3	5	2	5	2	5	1	4	0	4	—	4	—		
2362,3	4	2	3	1	3	1	3	1	2	0	2	—	2					
2364,1	4	3	3	2	3	2	3	2	2	1	2	0	2	—				
2365,8	2 *d*	1 *n*	1	0	1	00	1	00	1	—	0	—	0	—	0	—		
2375,0	4	2	4	1	4	0	3	0	3	00	3	—	3	—	3	—		Arc 2375,0
2383,3	3	1	2	0	1	0	1	0	1	—	1	—	1					
2386,6	3	2	2	1	2	0	2	0	1	—	1	—	1	—	1	—		
2390,6	4	3	3	2	3	1	3	1	3	0	3	—	3	—	2	—		
2392,9	2	1	2	0	2	0	1	0	1	0	1	—	0	—	0	—		
2395,6	2	2	2	1	2	1	1	0	1	0	0	—	0	—	0	—		
2399,3	2	1	2	0	1	0	1	0	1	—	0	—	0	—	0	—	Eder	
2402,6	3	2	2	1	1	0	1	0	1	—	1	—	1	—				
2405	3	2	3	1	2	0	2	0	2	—	2	—	2	—	1	—		
2406,6	0	—	0	—													Eder	
2409	1	0	0	0														
2410,2	5	3	5	3	4	3	4	2	4	1	4	0	4	1	4	0		
2411,47 } 2413,31 }	7	4	6	4	6	4	6	3	6	2	5	2	5	1	5	1		Arc 2413,31
2420,19	5	3	4	2	4	2	4	2	3	1	3	—	3	—	3	—		
2422,4	2	0	1	—	1	—	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
2428,3	2	2	2	1	2	0	1	0	1	0	1	0	1	—	1	—		
2429,6	6	4	5	3	5	2	4	2	4	2	4	1	4	—	4	—		
2433,6	2	—	1	—	0	—											Eder	
2436,5	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—	0	—				
2437,8	6	4	6	4	6	4	6	4	5	3	5	3	5	2	—	1		Arc 2437,8
2439,6	2	2	1	1	1	1	1	0	1	0	1	—	1	—	1	—	Eder	
2444,3	3	2	2	1	2	1	2	1	2	0	2	—	2	—	2	—		

Long. d'onde	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7	Observ. dans O	Observ. dans H
2445,6	1	—	0	—	0	—												
2446,5	2	1	1	1	1	1	1	0	1	0	1	—	1	—	1	—		
2447,9	5	4	5	4	5	3	4	3	4	2	4	1	4	0	4	0	Arc 2447,9	
2449,99	2	1	1	0	0	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0	—		
2453,36	4	3	4	2	4	2	4	2	4	1	3	0	3	—	3	—		
2461,4	2	1	2	0	2	0	1	0	1	0	1	0	1	—	1	—		
2462,25	2	1	2	0	2	0	1	0	1	0	1	1	1	0	1	—		
2469,7	0	0	0	—	0	—	0	—										
2472,5	0	0	0	0														
2473,9	4	3	4	2	4	2	4	2	4	2	4	1	4	0				
2477,36	4	3	4	2	4	2	4	2	3	1	3	0	3	—	3	—		
2478,6	0	—	0	—													Eder	
2480,55	3	—	3	—	3	—	3	—	2	—	2	—	2	—	2	—		
2486,8	3	3	2	0	1	0	0	0	3	—	2	—	1	—				
2489,9	2	0	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—					Eder	
2504,1	3	2	3	0	2	00	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
2506,7	5	4	5	3	4	3	4	3	3	2	3	1	3	—	3	—		
2511,9	0	00	0	—													Eder	
2516,2	0	—															Eder	
2523,1	0	—															Eder	
2526,3	1	—	0	—	0	—											Eder	
2529,7	2	1	1	0	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—			Eder	
2535,5	4	3	4	2	4	1	4	1	4	1	3	—	3	—	3	—		
2536,7	2	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Eder	
2553,3	2	1	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—	0	—	Eder	
2556,8	0	—	0	—													Eder	
2562,8	3	2	2	1	1	0	1	0	0	—							Eder	
2563,5	3	2	2	0	2	—	2	—	2	—	1	—	1	—	1	—	Eder	
2564,3	3	2	2	0	2	—	2	—	2	—	1	—	1	—	1	—		
2575,5	2	—	1	—	0	—	0	—										
2580,66	5	4	5	3	5	3	5	3	4	2	4	0	4	—	4	—		
2591,4	0	—	0	—	0	—												
2595,6	3	0	2	0	2	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
2598,78	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	1	—	1	—	1	—		
2599,26	2	0	2	—	2	—	1	—	1	—	1	—	1	—				
2606,2	4	2	3	1	3	1	3	1	3	0	3	—	3	—	3	—		

2614,55	4	2	3	1	3	1	3	1	3	0	3	—	3	—	3	—		
2625,75	3	1	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—		
2628,6	2	1	1	0	1	0	0	0	0	—								
2657	4	1	3	0	3	0	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—		
2660,5	5	3	5	2	5	2	4	2	4	1	4	0	4	—	4	—		
2666,4	0	—															Eder	Coïnc. avec *Cu*
2681,4	4	2	4	1	3	1	3	1	3	0	3	—	3	—	3	—		
2688,4	1 *d*	0 *d*	1	—	1	—	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
2711,13	10	4	10	3	10	3	10	3	10	2	10	1	8	—	8	—		
2719,1	0	0	0	—	0	—	00	—									Eder	
2721,8	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	1	—	1	—	1	—		Arc 2721,8
2744	4	1	3	0	3	0	2	0	2	0	2	—	2	—	2	—		
2756,46	6	3	5	2	5	2	5	2	5	1	5	—	5	—	4	—		
2767,6	7	4	7	3	6	3	6	3	6	2	6	1	6	—	6	—		
2786,6	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—								
2795,6	2	0	2	0	2	—	2	—	2	—	1	—	1	—	1	—	Eder	
2799,73	4	3	4	2	4	1	4	1	3	0	2	—	2	—	2	—		
2801,69	1	—	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	Eder	
2815,5	4	2	4	1	4	0	3	0	3	0	3	—	3	—	3	—		
2824,06	2	1	2	0	2	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—		Arc 2824,5
2837,8	2	0	1	—	0	—												
2849,6	2	0	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
2852,7	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
2873,6	4	2	3	1	3	0	2	0	2	0	2	—	2	—	2	—		
2878,8	2	0	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—	0	—	0	—		
2896,6	4	2	4	1	4	1	4	1	3	0	3	—	3	—	3	—		
2902,08	4	2	4	1	4	0	3	0	3	0	3	—	3	—	2	—		
2920,2	3	0	2	0	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—		
2929,33	4	3	4	1	4	1	4	1	3	1	3	0	3	—	3	—		
2934,4	4	3	4	1	4	1	4	1	3	1	3	0	3	—	3	—		
2938,5	3	1	3	0	3	0	2	0	2	0	2	—	2	—	2	—		Arc 2938,5
2983,65	3	—	1	—														
3028,45	0	—																
3035,29	0	—	0	—													Eder	
3047	2	—	0	—													Eder	
3064,6	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Eder	
3072,6	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Eder	
3082,9	0	—	0	—		—		—		—							Eder	
3086,4	0	—	0	—		—		—		—								

Long. d'onde	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7		Observ. dans O	Observ. dans H
3116,9	0	—	0	—													Eder		
3117,8	0	—	0	—													Eder		
3123,97	2	00	1	00	0	00	0	00	0	—							Eder		
3130,1	1	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		Arc 3130,1	
3142,2	1	0	0	0	0	—	0	—											
3180,85	3	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2		1	—			
3184,1	1	—	1	—	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—	00	—			
3192	0	—	0	—	0	—													
3200,1	0		0	—	0	—	0	—	0	—									
3207,4	0	—	0	—	0	—	0	—											
3216,6	2	—	2	—	2	—	1	—	1	—	1	—	0	—	0	—			
3223,37	2	0	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—			
3229,9	1	—	0		0	—	0	—	0	—							Eder		
3233,1	1	00	1		0		0	—	0		0	—	0	—	0	—		Arc 3233,1	
3244,7	5	3	5	3	5	3	5	2	5	2	5	2	5	—	5	—			
3252,92	0	—	0	—															
3259,8	0	—	0	—	0	—											Eder		
3264,2	2	—	1	—	0	—	0	—	0	—									
3274,4	5	3	5	2	5	2	5	2	4	2	4	2	4	2	4	2	Eder		
3280,8	10	4	10	4	10	4	10	4	10	4	10	4	10	4	10	3		Arc 3280,8	
3289,3	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—									
3299,5	0	—	0	—	0	—	0	—											
3307,31	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	1	—	1	—	1	—			
3312,65	0	—	0	—															
3331,9	3	2	2	2	2	2	1	2	1	1	0	1	0	1	0	1			
3339,2	0	—	0	—	00	—													
3352,16	2	2	1	2	0	2	0	2	0	2	—	2	—	2	—	2			
3382,98	7	5	7	4	7	4	7	4	7	4	7	4	7	4	6	4		Arc 3382,9	
3392,5	3	—	3	—	3		2		1								Eder		
3405,20	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—			
3412,9	2	—	1	—	0	—											Eder		
3421,69	0	—																	
3429,59	0	—																	
3437,45	0	—															Eder		
3445,6	0	—	0	—															
3451,10	0	—																	

3475,8	3	—	2	-	1	—	0	—	0	—								
3503,05	0	—	0	—	0		0	—	0	-	0	.	0	-	0			
3505,25	0	—	0	-	0	.	0	—	0		0	.	0	.	0	-		Arc 3505,25
3542,65	3	—	3		3	—	3	—	2	-	2							Arc 3542,65
3547,99	0	—	0	- -	0	-	0	—	0	—	0	.	0	—	0	—		Arc 3547,3
3596,3	0	—	0	—														
3616,2	0	—	0	.														
3674,28	0	—	0	-	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
3683,4	0	—	0															
3763,1	3	—	2	—	1	-	0	-										
3810,8	2	—	1		0	- -												Arc 3810,8
3907,7	3	0	3	—	3	- -	3	-	3	—	3		3	—	3	—	Eder	Arc 3907,7
3938,47	3	0	3		3	—	3	—	3	—	3		3	—	3	—	Eder	
3949,6	6	—	6	—	5	—	5	—	5	—	4	.	4	—	4	—		
4046	2	1	1	.	0	-	0	—									Eder	
4055,4	2	1	2	1	2	1	1	1	1	1	0	1	0	1	0	1	Eder	*Arc 4055,4*
4210,8	3	1	3	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2	1	Eder	*Arc 4211*
4226	2	0	1	0	0	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0	—	Eder	
4311,3	2	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	—	0	—		Arc 4311,3
4385	5	—	5	—	5	—	5	—	4	—	4	—	4	—	4	—		

L'argent.

Les électrodes d'argent pur ont été fournies par la Société Genevoise pour la construction d'appareils de Physique.

L'étincelle, d'abord brillante, devient verdâtre, et sous l'action d'une self-induction croissante s'entoure d'une auréole. Dans l'hydrogène, l'étincelle est plus régulière et se prête particulièrement bien aux mesures des constantes électriques du circuit.

Comme pour le cuivre et les autres métaux riches en lignes, les relations entre les raies sont encore peu connues. Nous avons indiqué dans les colonnes d'observations les lignes qui appartiennent à l'arc. Celles-ci sont dans l'oxygène assez réfractaires à la self-induction. Dans l'hydrogène elles sont moins intenses, disparaissent plus vite, ou s'affaiblissent plus tôt.

Les lignes d'arc extrêmement faibles que nous avons signalées dans le cuivre et se comportant comme des lignes d'étincelle, ne s'observent pas dans l'argent.

Les lignes d'étincelle sont dans l'ensemble plus fortes que dans le cuivre. Nous pouvons les classer en deux groupes : 1° Celles d'intensité moyenne qui, dans l'oxygène, décroissent lentement sous l'action de la self-induction ; ce sont les plus nombreuses. Dans l'hydrogène, elles diminuent d'intensité beaucoup plus vite. 2° Celles d'intensité très faible qui disparaissent très vite dans les deux gaz.

Nous trouvons entre 2711 et 2113 Å, 117 raies dont 25 d'intensité plus petites que 0 (là-dessus 9 lignes ne sont visibles que dans le premier spectre). M. Néculcéa indique pour la même région 19 raies ; comme les constantes électriques indiquées sont les mêmes que pour le cuivre, nous jugeons inutile de comparer à nouveau les conditions de production des spectres.

Nos spectrogrammes de l'argent contenaient 263 lignes, dont 204 de l'argent. Nous avons trouvé en outre du *Fe*, du *Ni*, du *Cu*, du *Ca*, du *C*, du *Hg* ; mais tous ces métaux étaient représentés par un très petit nombre de lignes.

Avec le cuivre ou l'argent comme électrodes, le spectre ordinaire de l'hydrogène était particulièrement intense ; d'autre part, beaucoup de lignes visibles dans l'oxygène ne le sont pas dans l'hydrogène.

Nickel.

Long. d'onde du Ni.	Long. d'onde des impuretés	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7	Observ. dans O	Observ. dans H
2097,2		0	—																
2108,04		0	00	0	—	00	—												
2113,61		0	0	0	—	0	—	00	—	00	—	00	—						
2126,96		1	1	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
2128,67		0	0	0	00	00	—												
	2136,08 *Cu*	1	0	0	00	0	—	00	—	00	—	00	—	00	—	00	—		
2138,69		0	—																
2161,31		0	0																
2165,66		1	1	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
2169,72		0	0	0	00	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
2174,76		0	0	0	0	0	00	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
2175,22		0	0	0	0	0	00	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
2179,48		1	1	1	0	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—		
2185,57		0	0	0	00	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
	2189,65 *Cu*	1	1	1	0	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—		
	2192,39 *Cu*	2	2	2	1	2	1	2	0	2	00	2	—	2	—	2	—		
	2195,82 *Cu*	0	0	0	—														
	2199,67 *Cu*	1	0	1		1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
2201,46		1	1	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
2203,54		0	0	0	—														
2206,84		1	1	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
2210,45		2	2	2	1	2	1	2	1	2	00	2	—	2	—	2	—		
2216,52		1	1	1	0	1	0	1	00	1	00	1	—	1	—	1	—	Arc 2216,52	
2218,35		2	2	2	1	2	1	2	0	2	—	2	—	2	—	1	—		
2220,50		0	0	0	0	0	00	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
2223,05		1	1	1	0	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 2223,05	
2225,00		1	1	1	0	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 2224,94	
2226,44		0	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	Arc 2226,4	
	2227,88 *Cu*	0	0	0	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
	2228,92 *Cu*	1	1	1	0	1	0	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—		
	2230,36 *Cu*	1 *d*	0	1	0	1	00	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—		
2242,90		3	3	3	2	3	2	3	1	3	0	3	—	3	—	3	—		
2247,3		3	3	3	3	3	3	3	2	3	1	3	0	3	00	3	—		
2253,94		2	2	2	1	2	1	2	0	2	00	2	—	2	—	2		Arc 2253,9	

Long. d'onde du Ni.	Long. d'onde des impuretés	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7	Observ. dans O	Observ. dans H
2256,25		0	0	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
2264,56		3 *d*	2	2	2	2	1	2	1	2	0	2	—	2	—	2 *n*	—	Arc 2264,56	
2270,33		3	2	3	2	3	2	3	2	3	1	3	—	3	—	3	—	Arc 2270,33	
2274,87		0	0	1	00	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	Arc 2274,87	
2276,55		2	2	2	1	2	1	2	1	2	0	2	—	2	—	2	—		
2277,34		1	0	0	0	0	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0	—		
2278,86		2	2	2	1	2	1	2	1	2	0	2	—	2	—	2	—		
2287,15		3	3	3	2	3	2	3	1	3	0	3	—	3	—	3	—	Arc 2287,15	
2287,72		3	3	3	2	3	2	3	1	3	0	3	—	3	—	3			
2290,07		0	0	0	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	Arc 2290,07	
	2291,22 *Cu*	0	0	0	—	0	—												
	2294,47 *Cu*	3	3	3	2	3	2	3	2	3	2	3	1	3	—	3	—		
2296,61		3	3	3	2	3	2	3	2	3	1	3	—	3	—	3	—	Arc 2296,61	
	2296,97 *C*	3	3	3	2	3	2	3	2	3	1	3	—	3	—	3	—		
2298,36		3	2	3	2	3	2	3	1	3	0	3	—	3	—	3	—	Arc 2298,36	
2299,73		3	3	3	2	3	2	3	1	3	1	3	—	3	—	3	—		
2302,52		3	3	3	3	3	2	3	2	3	1	3	0	3	—	3	—		
2303,11		3	3	3	3	3	2	3	2	3	1	3	0	3	—	3		Arc 2303,11	
2305,33		0	0	0	0	0	00	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
2307,91 ?	2307,91 *Co* ?	1	1	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
2308,61		1	1	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
2311		0	0	0	0	0	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0	—	Arc 2311	
2312,30		0	0	0	0	0	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0	—		
2312,56		1	1	1	1	1	1	1	0	1	0	1	—	1	—	1	—	Arc 2312,43	
2313,06		1	1	0	0	0	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0	—		
2316,07		4	3	4	3	4	2	4	2	4	1	4	0	4	—	4	—	Arc 2316,14	
2318,55	2318,70 *O*	1,0	—	1,0	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
2319,81		3	2	3	2	3	2	3	2	3	0	3	—	3	—	3	—		
2321,49		2	2	2	1	2	1	2	0	2	00	2	—	2	—	2	—	Arc 2321,55	
2325,91		2	2	2	1	2	1	2	1	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 2325,91	
2326,55		2 *d*	2	2	1	2	1	2	1	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 2326,55	
2330		1	1	1	1	1	1	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 2330,05	
	2331,44 *Fe*	0	—																
	2332,9 *Fe*	0	0	0	—	00	—	00	—	00	—	00	—	00	—	00	—		
2334,65		3	3	3	2	3	2	3	2	3	1	3	—	3	—	3	—	Arc 2334,70	
2336,54		3	2	3	1	2	1	2	0	2	—	2		2	—	2	—		

	2338,03 *Fe*	0 *d*	0	0	0	0	00	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	
2341,30		3	3	3	2	3	2	3	1	3	0	3	-	3	-	3	-	
	2343,52 *Fe*	3	2	3	1	3	0	3	—	2	—	2	—	2	—	2	--	
2345,48		4	4	4	3	4	3	4	2	4	1	4		4		4		
	2346,16 *Cu*	0	0	0	—	0	—											
	2346,59 *Co*	0	0	0	—	0	—											
	2347,43 *Co*	0	0	0	—	0	—											
2348,72 arc		1	0	0		0	—	00	-	00	-	00	—	00	—	00		Arc *2348,77*
2350,22		0	0	0	—													
2353,59		0	0	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	
	2355,10 *Cu*	0	0	0	00	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	
2356,49		3	3	3	2	3	2	3	1	3	—	3	—	3	—	3	—	
	2359,26 *Fe*	0	0	0	—	00	—											
2360,60		1	0	1	—	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	
2362,19 arc		0	0	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	Arc *2362,19*
	2363,92 *Co*	0	0	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	
	2364,97 *Fe*	0	00	00	—	00	—											
2366,61		1	0	1	0	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	
2367,48		1	0	1	0	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 2367,48
	2368,66 *Fe*	0	0	0	00	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	
2369,30	2369,90 *Cu*	5	4	5	3	5	3	4	3	4	2	4	1	4	0	4	-	
	2371,84 *Co*	0 *d*	—	0 *d*	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	
	2373,96 *Fe*	0	—	0	—	00	—	00	—	00	—	000	—	000	—	000	—	
2375,51		4	3	4	2	3	2	3	2	3	1	3	00	3	—	3	—	Arc 2375,51
2379,8		0	—	00	—													Arc 2379,8
	2380,92 *Fe*	0	—															
	2382,22 *Fe*	3	2	3	1	2	0	2	00	2	—	2	—	2	—	2	—	
	2383,56 *Co*	0	0	0	00	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	
2386,78		0	0	0	—	0	--	0	—	0	—	0	—	0	—	0	--	Arc 2386,78
2387,87		1	1	1	0	1	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 2387,87
2389,02 arc?	2389,02 *Co* ?	1	1	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 2389,02
2392,7		1 *d*	1	1	0	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	
2394,68		4	3	4	3	4	2	4	2	3	1	3	1	3	00	3	—	Arc 2394,68
	2395,7 *Fe*	2	1	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	
	2397,53 *Co*	0	0	0	—	0	—	0	—	00	—							
	2399,28 *Fe*	0	0	0	—	0	—	0	—	00	—	00	—	00	—	00	—	
	2400,12 *Cu*	2	2	2	1	2	1	2	1	2	0	2	--	2	-	2	—	
	2403,56 *Cu*	2	2	2	1	2	1	2	1	2	00	2	—	2	—	2	—	
2405,30		2	2	2	1	2	0	2	00	2	—	2	—	1	—	1	--	

Long. d'onde du Ni.	Long. d'onde des impuretés	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7	Observ. dans O	Observ. dans H
2406,45		1	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
2406,90		1	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
2407,35		0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
2408.83		0 *d*	0	0	—	0	—	00	—	00	—								
	2410,62 *Fe*	2	1	2	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
2413,21		1	1	1	0	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—		
2414.61		0	0	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
2416,21		5	3	5	3	5	2	5	2	5	2	4	1	4	—	4	—	Arc 2416,21	
	2417,82 *Co*	1	0	0	00	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
	2418.93 *Zn*	1	1	1	0	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
	2421,81 *Co*	0	—	0	—	0	—												
2423.69		0	0	0	00													Arc 2423,8	
	2424.6 *Cu*	1	1	1	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
	2427,15 *Zn*?	1	1	1	1	1	0	0	-										
	2427.96 *Mn*	0	—	0	—														
	2430,16 *Fe*	1	0	0	—	0	—												
2431,66		0	00	0	—														
	2432.38 *Fe*	0	—	0	—	0	—												
2433,71		1	1	1	0	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—		
2434,54		0	0	0	—													Arc 2434,54	
2437,98		5	3	5	3	5	2	4	2	4	1	4	00	4	—	4	—	Arc 2437,98	
2439,1		1	0	0	—	0	—	00	—									Arc 2439,1	
	2442,64 *Co*	1	1	1	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
	2444,54 *Cu*	1	1	1	1	1	0	1	—	1	—	1	—	0	—	0	—		
	2445,5 *O*	2	—	1	—	0	—												
	2447,9 *Co*	0	0	0	—	0	—	0	—										
2450,57 arc		1	0	1	—	0	—	0	—									*Arc 2450,57*	
	2452,56 *Mn*	1	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—	0	—		
	2454,69 *Fe*	0	—																
2455,61		1	1	1	0	1	—	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
	2458,87 *Fe*	1	0	1	0	0	0	0	—	0	—	0	—	00	—	00	—		
	2460,68 *Fe*	0	—																
	2461,98 *Fe*	1	0	1	0	1	—	0	—	00	—	00	—						
	2464,14 *Fe*	0	0	0	00	0	—												
2465,40		0	—	0	—	0	—											Arc 2465,4	
2467,12 arc ?	2467,12 *Co* ?	1	0	1	—	0	—											*Arc 2467,12*	

	2468,71 *Cu*	1	1	1	1	1	0	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—	
	2470,81 *Fe*	0	0	0														
2473,28 arc		4	4	4	2	3	2	3	2	3		3	—	3	—	3	—	*Arc 2473,28*
2476,96 arc		0	0	0	—													*Arc 2476,96*
	2478,60 *C*	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	
	2480,30 *Fe*	1	0	0	—	00	—											
	2482,41 *Cu*	1	1	0	0	00	—											
2484,95		1	1	1	0	1	00	1	00	1		1		1	—	1	—	
	2485,99 *Cu*	2	2	2	1	2	1	2	1	2	00	2	—	2	—	2		
	2489,68 *Cu*	3	2	2	1	2	1	2	1	2	—	2	—	2	—	2	—	
	2491,45 *Fe*	1	0	0	—													
	2492,48 *Hg*	1	0	1	0	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	
	2493,38 *Fe*	2	0	1		1		0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	
	2496,05 *Fe*	0	0	0	—													
2497,91		0	0	0		0	—	0	—	00	—							
	2499,27 *Fe*	1		1		0	—	0	—	00	—	00	—					
	2502,25 *Zn*	8	6	7	5	7	4	7	3	7	2	7	—	7	—	7	—	
2505,94	2506,51 *Cu*	7	6	7	5	6	4	6	3	6	1	6	—	6	—	6	—	
2511		7	5	7	5	7	4	7	4	7	3	7	0	7	—	7	—	Arc 2510,99
	2516,86 *Mn*	0	1	—	0	—	00											
	2519,19 *Fe*	0	0															
	2522,94 *Fe*	1	0	0	0	0	—	0										
	2525,55 *Fe*	2	0	2	0	2	00	2	—	2	—	1	—	1	—	1	—	
	2526,75 *Cu*	2	2	2	1	2	1	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	
2529,51—65 *CuFe*		4	2	4	1	3	1	3	1	3	—	3	—	3	—	3	—	
	2533,95 *Co*	1	0	0	—	0	—	00	—	00	—							
	2534,53 *Fe*	1	0	0	—	0	—	00	—	00	—							
	2535,99 *Co*	0	0	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	00	—	00	—	
	2537 *Fe*	0	0	0	—	0		0	—	0	—	0	—	0	—	00	—	
2539,20		3	1	3	0	2	0	2	—	1	—	1	—	1	—	1	—	
	2543,65 *Mn*	0	—															
	2545,08 *Cu*	9	8	9	7	9	5	9	4	9	2	9	—	9	—	9	—	
2546,01		3	3	3	2	3	1	3	0	3	—	3	—	3	—	3	—	Arc 2546,01
	2550,17 *Fe*	2 *d*	0	1	00	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	
	2553,43 *Co*	0	0	0	—													
	2555,08 *Fe*	0	0	0	—													
	2558,22 *Zn*	10	8	9	7	9	6	9	5	9	3	9	1	9	—	9	—	
	2562,72 *Fe*	2	0	2	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	
	2564,10 *Co*	2	0	2	—	2	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	

Long. d'onde du Ni.	Long. d'onde des impuretés	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7	Observ. dans O	Observ. dans H
2566,12		2	1	2	1	2	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
	2568,60 *Fe*	0	—																
	2576,23 *Mn*	5	3	5	1	4	1	4	0	4	—	4	—	4	—	3	—		
	2578,10 *Fe*	0	—																
	2580,38 *Co*	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
	2582,76 *Fe*	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
	2583,35 *Co*	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
2584,10		1	0	1	0	1	—												
	2585,94 *Fe*	2	0	2	—	2	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
	2590,73 *Cu*	2 *d*	1	1	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
	2593,84 *Mn*	4	2	4	1	3	0	3	00	3	—	3	—	3	—	3	—		
	2598,47 *Fe*	5	4	4	3	4	2	4	1	3	—	3	—	3	—	3	—		
	2599,48 *Fe*	5	4	4	3	4	2	4	1	3	—	3	—	3	—	3	—		
2605,80		4	2	4	1	3	0	3	00	3	—	3	—	3	—	3	—		
	2607,20 *Fe*	3	2	2	1	2	0	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—		
2610,24	2610,29 *Mn*	3	2	3	1	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—		
	2611,97 *Fe*	2	1	1	0	1	0	1	0	1	—	1	—	1	—				
	2613,61 *Fe*	2	2	2	1	2	0	2	0	2	00	2	00	2	—	2	—		
2615,29		2	2	2	1	2	0	2	0	2	00	2	00	2	—	2	—		
	2617,68 *Fe*	4	3	3	2	3	2	3	1	3	00	3	—	3	—	3	—		
	2625,76 *Mn*	1	1	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
	2628,36 *Fe*	1	0	1	—	1	—	0	—	0	—	0	—						
2630,4		2 *d*	2	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—		
2632,37 ?	2632,37 *Co* ?	1	0	0	—	0	—	0	—										
	2635,61 *Mn*	2	1	2	0	2	0	2	00	2	—	2	—	2	—	2	—		
	2636,16 *Co*	1	0	0	0	0	—	0	—										
	2637,36 Co ? Pb ?	1	0	0	—														
	2638,25 *Mn*	1	0	0	—	0	—	0	—	00	—								
	2639,65 *Co*	0	0	0	—														
	2647,75 *Mn* ?	0	—	0	—														
	2650,73 *Fe*	0	0																
2655,54	2655,54 *Mn* ?	2 *d*	1 *d*	1 *d*	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
	2658,39 *Fe Zn*	0	0	0	—	0	—	0	—										
	2662,65 *Mn*	0	0	0	—														
	2663,57 *Co Pb* ?	0	0	0	—														
	2664,15 *Mn*	0	0	0	—														

	2666,48 *Cu*	2	2	2	1	2	1	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—
2670,42		0	0														
2672,74		1	—	0	—												
	2674,62 *Mn*	1	0	0	—	0	—										
	2680,51 *Mn*	2	0	1	0	1	00	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—
2684,57	2684,57 *Zn* ?	3	2	3	1	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—
	2688,37 *Mn*	0	—	0	—												
	2689,53 *Cu*	3	2	3	2	3	2	3	1	3	—	3	—	3	—	3	—
	2692,66 *Fe*	0	—														
	2695,36 *Mn*	0	—														
	2701,21 *Cu*	3	2	3	1	3	1	3	1	3	—	3	—	3	—	3	—
	2703,43 *Cu*	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—
2705,83		0	—	0	—												
	2706,88 *Co*	0	—														
	2708,44 *Mn*	0	0	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—
2708,90		0	—														
	2711,94 *Fe*	0	—														
	2713,69 *Cu*	3	3	3	2	3	1	3	0	3	—	3	—	3	—	3	—
	2719 *Cu*	3	2	2	1	2	1	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—
	2721,95 *Cu*	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—	0	—
	2727,52 *Fe*	1	—	0	—	0	—	00	—								
	2733,62 *Fe*	1	—	0	—	0	—	00	—								
	2737 *Fer*	1	—	0	—	0	—	00	—								
	2739,63 *Fe*	3	2	2	1	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—
	2743,30 *Fe*	2	1	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—
	2746,58 *Fe*	3	2	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—
	2749,37 *Fe*	2	1	2	00	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—
	2755,76 *Fe*	3	2	2	1	2	00	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—
	2769,93 *Cu*	4	3	3	2	3	2	3	1	3	0	3	—	3		3	—
	2774,71 *Fe*	0	—	0	—												
	2777,86 *Mn*	0	—	0	—												
	2782,35 *Mn*	0	—	0	—												
	2790,1 *Mn*	0	—	0	—												
	2791,55 *Mn*	0	—	0	—												
	2795,32 Mn, 62 Mg	7	4	6	2	5	2	4	1	4	0	4	00	4	—	4	—
	2801,13 *Zn*	8	4	7	2	6	1	5	1	5	1	5	0	5	00	5	—
	2802,17 Pb ou Mg	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—
2805,80		0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—
	2811 *Co*	0	—														

Long. d'onde du Ni.	Long. d'onde des impuretés	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7	Observ. dans O	Observ. dans H
2821,45		3	2	3	1	3	1	3	0	3	0	3	—	3	—	3	—	Arc 2821,45	
	2835,77 *Fe* ?*Co*?	1	0	1	0	0	0	0	—	0	—	00	—	00	—				
	2840,86 *Fe*	0	0	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
	2852,20 *Mg*	1	1	1	1	1	1	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—		
2856,56		1 *d*	0	0	—	0	—	0	—										
2863,84		2	1	2	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
	2870,24 *Mn*	0	—																
	2873,03 *Mn*	0	—																
	2877,94 *Cu*	2	1	2	0	2	—	2	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
2882		2	1	2	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
	2885,70 *Fe*	0	—																
	2889,73 *Mn*	1	—	0	—	0	—	00	—	00	—	00	—	00	—	00	—		
	2891,47 *Mn*	0	—	0	—	00	—	00	—										
	2898,75 *Mn*	0	—	00	—														
	2900,23 *Mn*	0	—	00	—														
2913,71		1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
	2933,17 *Mn*	3	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—		
	2939,39 *Mn*	4	1	3	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—		
2944,03		1	0	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 2944,03	
	2949,31 *Mn*	4	1	3	0	3	00	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—		
	2961,35 *Cu*	3	1	3	0	3	0	3	00	3	00	3	—	3	—	3	—		
2961,30 arc	2961,30 *Cu*?	2	1	2	0	2	0	2	00	2	00	2	—	2	—	2	—	*Arc 2961,30*	
2984,26		5	0	3	0	3	0	3	00	3	—	3	—	3	—	3	—	Arc 2984,26	
2992,82		2	0	2	0	2	00	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 2992,82	
2994,60		2	0	2	0	2	00	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 2994,60	
3002,65 }		5	3	5	2	5	2	5	2	5	00	5	—	5	—	5	—	Arc 3002,65	
3003,76 }		5	3	5	2	5	2	5	2	5	00	5	—	5	—	5	—	Arc 3003,76	
3012,14		4	3	4	3	4	3	4	3	4	2	4	1	4	—	4		Arc 3012,14	
3019,27		2	0	2	0	2		2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 3019,27	
	3024,10 *Fe*	1	—																
	3031,15 *Mn*	0	—	0	—	0	—												
	3035,51 *Mn*	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—		
	3036 *Zn*	2	0	2	0	2	0	2	00	2	—	2	—	2	—	2	—		
3038,10		1	0	1	0	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 3038,10	
	3047,72 *Fe*	2	—																
3050,99		3	1	2	1	2	0	2	0	2	00	2	—	2	—	2	—	Arc 3050,99	

3054,49		1	0	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 3054,49
3057.79		2	1	2	1	2	1	2	0	2	00	2	—	2	—	2	—	Arc 3057,79
3064,77		1	0	1	0	1	00	1	—	1	—	1	-	1		1	—	Arc 3064,77
3080,95		1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	-	1		1	—	Arc 3080,95
3087,28		1	0	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	
3101,7 }		6	2	6	2	6	2	6	1	6	1	6	—	6	—	6	—	Arc 3101,7
3102,02 }		6	2	6	2	6	2	6	1	6	1	6	-	6	--	6	—	Arc 3102,2
	3108,69 *Cu*	1	0	1	0	1	-	1	—	1	—	1	-	1	--	1	—	
3114,31		1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	-	1	—	Arc 3114,31
	3123,7 *Mn*	0	—	0	—													
	3125,60 *Hg Fe*	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	--	
3134,25		4	2	4	1	4	1	4	1	4	0	4	-	4		4	—	Arc 3134,25
	3147,16 *Co*	1 *d*	—	0	—	0	—	0	—	0	--	0	-	0	--	0	--	
	3159,05 *Ca*	3	2	2	—	1	—	0	—	0	—	0	-	0	—	0	—	
	3179,56 *Ca*	3	2	2	—	1	—	1	—	1	—	1	-	1	—	1	-	
	3194,22 *Cu*	1	0	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	
3217,93 arc		1 *d*	0	0	—													*Arc 3217,93*
3225,1 arc		1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	*Arc 3225,1*
3233,06		1	0	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 3233,06
3243,18		2 *d*	1	2	0	2	0	2	0	2	00	2	—	2	—	2	—	Arc 3243,18
	3247,66 *Cu*	10	8	10	7	10	6	10	6	10	4	10	3	10	3	10	3	
	3265,45 *O*	2	—	0	—													
	3274,08 *Cu*	7	6	7	5	7	5	7	5	7	4	7	3	7	3	7	3	
	3282,49 *Zn*	6	4	5	3	5	2	5	2	5	1	5	0	5	0	5	—	
	3290,67 *Cu*	3	0	2	0	2	0	2	00	2	—	2	—	2	—	2	—	
	3303 *Zn*	8	5	8	4	8	4	8	3	8	2	8	1	8	0	8	0	
	3308,52 *Cu Ca*	1	0	1	0	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	
3315,8		2	0	2	00	2	--	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 3315,8
3320,46		2	0	2	00	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 3320,46
	3332,48 *Mg*	10	5	10	4	10	4	10	4	10	3	10	2	10	1	10	0	
3361,72		1	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 3361,72
3365,9		2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 3365,9
3369,72		3	—	3	—	3	—	3	—	3	—	3	—	3	—	3	—	Arc 3369,72
3372,32		2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	
3374,3		2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 3374,3
3380,76		4	2	3	1	3	1	3	1	3	0	3	00	3	—	3	—	Arc 3380,76
393,47		5	2	5	1	5	0	5	0	5	—	5	—	5	—	5	—	
	3408,4 *O*	2	—															
14,01		4	3	4	2	4	2	4	1	4	0	4	00	4	—	4	—	Arc 3414,01

Long. d'onde du Ni.	Long. d'onde des impuretés	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7	Observ. dans O	Observ. dans H
3423,52		2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—		
3433,79		2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 3433,79	
3437,49	3437,49 *Az*	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 3437,49	
	3442,30 *Mn*	2	—	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
3446,4		2	1	2	0	2	0	2	0	2	00	2	—	2	—	2	—	Arc 3446,4	
3453,0		2	0	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 3453	
3458,62		4	2	4	2	4	2	4	2	4	0	4	—	4	—	4	—	Arc 3458,62	
3461,84		4	2	4	2	4	2	4	2	4	0	4	—	4	—	4	—	Arc 3461,84	
3471,6		5 *d*	—	4	—	3	—	3	—	3	—	3	—	3	—	3 *n*	—	Arc 3471,6	
3483,9		2 *n*	0	2	0	2	0	2	0	2	0	2	0	2	—	2	—	Arc 3483,9	
	3489,1 *O*	1	—	0	—														
3493,10		5	1	4	1	4	1	4	1	4	0	4	00	4	—	4	—	Arc 3493,1	
3501,04		1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 3501,04	
3510,50		3	0	3	0	3	0	3	0	3	—	3	—	3	—	3	—	Arc 3510,50	
3514,08		5	2	4	2	4	2	4	2	4	1	4	0	4	—	4	—	Arc 3514,08	
3519,90		1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 3519,90	
3524,67		5	2	5	2	5	2	5	1	5	0	5	0	5	00	5	00	Arc 3524,57	
3548,31		1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 3548,31	
3566,55		5	4	5	4	5	3	5	2	5	1	5	—	5	—	5	—	Arc 3566,55	
3572,08		2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 3572,08	
3576,93		1	—	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
	3581,37 *Fe*	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		
3588,05		0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	Arc 3588,05	
3597,81		3	2	3	1	3	0	3	0	3	—	3	—	3	—	3	—	Arc 3597,81	
3602,44		3	1	2	0	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 3602,44	
3609,46		2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 3609,46	
3612,97		1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 3612,97	
3619,54		4	3	4	3	4	2	4	2	4	1	4	0	4	00	4	—	Arc 3619,54	
	3639,7 *Pb*	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1		
	3655,29 *Hg*	0	—																
	3663 *Hg*	0	—	0	—														
	3683,8 *Pb*	2	1	2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1		
	3709,4 *O*	0	—	0	—														
	3719 *O*	4	—	3	—	1	—												
	3727,4 *O*	3	—	2	—	1	—												
3737		2	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 3737	

3739,4		2	—	1	—	0	—	0	—									Arc 3739,4
	3749,6 *O*	4	—	3	—	2	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	
	3754,91 *O*	0	—	0	—													
	3760 *O*	0	—	0	—													
	3758,5 *Fer*	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	
3769,6		1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 3769,6
3775,9 arc		1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	*Arc 3775,9*
3783,9		1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 3783,9
3807,3		2	0	2	0	2	00	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 3807,3
	3824,1 *O*	3	—	2	—	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	
	3845,2 *Az*	0	—	0	—													
	3851,6 *O*	0	—	0	—	0	—											
3858,5		3	2	3	1	3	0	3	0	3	—	3	—	3	—	3	—	Arc 3858,5
	3864,7 *O*	1	—	0	—													
	3882,4 *O*	2	—	1	—	0	—											
	3912,65 *O*	4	—	2	—	1	—	0	—									
	3919,26 *Az*	3	—	2	—	0	—											
	3933,81 *Ca*	8	3	8	3	7	3	6	2	5	1	4	0	4	0	4	0	
	3945,88*Co*25*O*	8	—	8	—	7	—	6	—	5	—	4	—	4	—	4	—	
	3954,5 *O*	4	—	3	—	2	—	1	—	0	—							
	3968,62 *Ca*	7	3	7	2	6	2	5	1	4	1	4	1	4	0	3	0	
	3973,44 *O*	8	—	4	—	1	—	0	—	0	—							
	3982,9 *O*	4	—	1	—													
	3995,36 *Az*	4	—	2	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	
	4025,02 *Az*	4	0 ?	3	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	
	4035,63 *Az*	4	0 ?	3	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	
	4041,5 *Az*	2	—	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	
	4057,93 *Pb*	5	2	3	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2	1	
	4062,06 *Pb*	5	2	3	1	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	
	4070 *O*	4	—	3	—	2	—	1	—	0	—							
	4076 *O*	4	—	3	—	2	—	1	—	0	—							
	4085,71 *O*	2	—	1	—	0	—											
	4089,73 *O*	2	—	1	—	0	—											
	4093,76 *O*	2	—	1	—	0	—											
	4097,8 *Az*	2	—	1	—	0	—											
	4103,88 *H*	—	12*d*	—	12	—	10	—	6	—	5	—	4	—	3	—	2*n*	
	4105,91 *O*	0	—	0	—	0	—											
	4112,03 *O*	0	—															
	4119,17 *O*	5	—	4	—	3	—	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—	

Long. d'onde du Ni.	Long. d'onde des impuretés	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7	Observ. dans O	Observ. dans H
	4133,62 *O*	4	—	3	—	2	—	2	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
	4143,03 *O*	3	—	2	—	0	—												
	4153,51 *O*	4	—	3	—	1	—												
	4169,33 *O*	3	—	1	—														
	4185,45 *O*	4	—	3	—	1	—												
	4190 *O*	4	—	3	—	1	—												
	4226,86 *Ca*	4	3	4	3	4	2	4	1	4	1	4	1	3	0	3	—		
	4253,81 *O*	4	—	2	—	0	—												
	4275,4 *Cu*	5	?	5	?	4	1	4	0	3	—	3	—	3	—	3	—		
	4303 *O*	2	—	1	—	0	—												
	4317 *O*	4	—	3	—	2	—	0	—										
	4341 *H*	—	10 *d*	—	10	—	10	—	10	—	10	—	10	—	8	—	8 *n*		
	4349,44 *O*	7	—	6	—	4	—	0	—	00	—								
	4367 *O*	8	—	7	—	6	—	5	—	4	—	4	—	4	—	4	—		
	4396 *O*	3	—	1	—														
4401,77		1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 4401,77	
	4415 *O*	8	—	6	—	4	—	2	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
	4443 *O*	3	—	0	—														
	4452,5 *O*	3	—	0	—														
	4465 et 67 *O*	5	—	3	—														
	4490,38 *Mn* ?	3	—	1	—	0	—												
	4509,26 *Cu*	3	1	1	1	1	1	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—		
4592,76	4591,1 *O* ? *Cu* ?	5	3	4	2	3	1	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 4592,76	
	4539,63 *Cu*	2	1	1	1	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
	4609,7 *O*	3	—	1	—	0	—	0	—										
	4641,42 *O*	6	—	4	—	2	—	1	—										
4648,71	4651,3 *Cu*	4	3	4	2	3	1	3	0	3	—	3	—	3	—	3	—	Arc 4648,71	
	4661,7 *O*	3	—	1	—														
	4680,4 *Zn*	4	4	4	3	3	2	3	2	3	0	3	—	3	—	3	—		
	4705,51 *O*	8	—	5	—	2	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
	4722,58 *Zn*	8	5	8	5	7	4	7	3	7	1	7	0	7	—	7	—		
	4810,64 *Zn*	8	?	8	?	8	3	8	2	8	2	8	1	8	—	8	—		
	4861 *H*	—	100	—	100	—	100	—	100	—	100	—	100	—	100	—	100		

Le nickel.

Le métal provient de la Société centrale des Produits chimiques, Paris. L'étincelle est très régulière, blanche d'abord, puis verdâtre sous l'action de la self-induction.

On ne peut faire aucune différence quant à l'intensité entre les raies d'arc et les raies d'étincelle.

Les lignes du nickel sont plus intenses dans l'oxygène que dans l'hydrogène ; elles sont aussi plus réfractaires à la self-induction dans le premier de ces gaz. Dans l'hydrogène elles disparaissent assez vite : il ne reste dans le dernier spectre que deux lignes appartenant à ce métal ; la presque totalité disparaît déjà dans le cinquième spectre obtenu dans ce gaz.

A l'inspection du tableau, nous pouvons seulement conclure que les plus fortes lignes du nickel qui se trouvent dans l'étincelle oscillante, se trouvent aussi dans l'arc.

La partie visible du spectre du nickel a été étudiée par M. Hemsalech.[1] «L'influence de la self-induction, dit-il, sur le spectre de ce métal est intéressante en ce qu'il y a des raies représentant les trois classes. Le spectre n'est pas riche en raies brillantes, mais toutes les raies sont très nettes, et distribuées assez uniformément dans toute l'étendue du spectre. Aussi croyons-nous que pour de faibles dispersions, le spectre de l'étincelle oscillante du nickel pourrait servir comme spectre de comparaison.»

Dans la partie ultra-violette du spectre, nous ne trouvons aucune ligne du nickel qui augmente d'intensité sous l'action de la self-induction. Les lignes sont très réfractaires ; leur intensité paraît constante dans l'oxygène. C'est tout ce que nous ont montré nos spectrogrammes.

Nous croyons que le spectre du nickel peut, à cause de sa grande netteté, de la finesse de ses lignes, et de leur bonne répartition, facilement servir de spectre de comparaison pour la région ultra-violette.

Sur nos spectrogrammes du nickel nous avons mesuré 476 lignes, dont 190 appartenant à ce métal. Comme impuretés nous trouvons le *Cu*, le *Fe*, le *Ca*, le *Pb*, le *Zn*, le *Hg*, le *C*, le *Mg*, le *Mn*, le *Co*. Le

[1]) A. HEMSALECH, Recherches expérimentales sur les spectres d'étincelles. Hermann 1901.

Fe, le *Cu*, le *Zn*, le *Ca* ont donné des lignes très fortes, qui couvraient par endroits les lignes du métal. Dans le tableau nous avons indiqué les longueurs d'onde aussi bien du métal que des impuretés, et des lignes des gaz. Nous voyons que bien souvent les lignes d'impuretés sont encore dans l'O plus réfractaires que les lignes du métal et plus intenses. Les spectres des gaz disparaissent assez vite sous l'influence de la self-induction. Trois lignes d'azote sont cependant assez réfractaires. Elles se trouvent toutes les trois dans la même zône, de 3995 Å à 4041 Å.

Platine.

Long. d'onde	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7		Observ. dans O	Observ. dans H
2144,34	2 *d*	0	0	0	0	—	00	—											
2190,39	2 *d*	0	1	—	0	—	0	—	0 *n*	—									
2202,06	0	—	0	—	00	—													
2229,47	2	0	1	—	1	—	0	—	0	—									
2235,4	1	—	0	—															
2245,59	3 *d*	2	3	1	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2 *n*	—		Arc 2245,58	
2251,59	2 *d*	1	2	0	2	—	2	—	1	—	1	—	1	—	1 *n*	—			
2256,19	0	—	0 *d*	—															
2262,56	2	0	2	—	1	—	0	—	00	—	00	—							
2269,10	0	00																Arc 2268,91	
2271,84	0	—	0	—															
2274,58	0	—	0	—															
2281,4	2	—	1	—	0 *d*	—													
2287,55	3	2	2	1	2	0	1	—	0	—									
2295,9	1	—	1	—	0	—													
2298,49	0	—	0	—	0	—												Arc 2298,45	
2300,45	1	—	0	—															
2302,55	2	0	1	0	0	—	0	—	00 *d*	—									
2306,3	0	—															E. H.		
2308,1	1	1	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—		Arc 2308,16	
2311,09	4	2	4	2	4	1	3	—	3	—	2	—	2	—	2	—		Arc 2311,05	
2313,22	1	0	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—			
2315,60	0	—	0	—	0	—	0	—										Arc 2315,60	
2320,04	2	1	2	0	2	0	2	—	1	—	1	—	1	—	1	—			
2323,35	2	0	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—			
2335,29	3	0	3	0	3	—	2	—	2	—	2	—	1	—	1	—			
2338,16	1	0	1	—	0	—	0	—											
2339,60	0	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—			
2340,32	0	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		Arc 2340,27	
2343,58	2	0	1	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—				Arc 2343,52	
2348,09	2	0	2	0	2	00	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—			
2351,50	1	0	1	0	0	—	0	—	0	—									
2357,17	2	0	2	0	2	00	2	—	2	—	2	—	2	—	1	—		Arc 2357,17	
2357,65	0	—	0	—														Arc 2357,65	

Long. d'onde	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7		Observ. dans O	Observ. dans H
2363,95	0	0	0	—															
2364,30	2	0	1	0	0	—	0	—	0	—									
2368,36	2	1	2	1	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	1	—		Arc 2368,36	
2371,76	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—					
2377,40	5 *d*	2	5	2	4	1	4	0	4	—	4	—	3	—	3 *n*	—		Arc 2377,4	
2379,0	0	—															Eder		
2383,74	1	0	0	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—		Arc 2383,74	
2384,5	2	0	1	0	0	—	0	—	0	—	0	—							
2386,6	3	1	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—			
2390,9	2	—	0	—	00 *d*	—													
2396,29	3	2	3	1	2	1	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—		Arc 2396,25	
2396,81	4	2	3	1	3	1	2	1	2	1	2	0	2	0	2	0			
2400,54	0	0	0	—	00	—													
2403,16	3	1	3	1	2	00	2	00	2	—	2	—	2	—	2	—		Arc 2403,18	
2405,79	2	0	2	0	2	0	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—			
2410,48	3	1	1	0	1	—	1	—	0	—	00	—							
2418,13	4	2	3	1	3	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—		Arc 2418,14 se confond avec 2417,83	
2420,92	4 *f*	1	3	1	3	0	3	—	3	—	3	—	3	—	2	—			
2422,51	0	—	0	—															
2424,99	5	3	5	2	4	1	4	00	4	—	4	—	3	—	3	—		Arc 2424,96	
2428,10	2	1	2	1	2	0	2	—	2	—	2	—	2		2	—		Arc 2428,10	
2429,40	2	0	2	0	2	00	2	—	2	—	2	—	1	—	1	—			
2432,02	0	—	0	—															
2434,49	3	1	3	1	2	0	2	—	2	—	2	—	2		2	—			
2436,77	1	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		Arc 2436,77	
2440,10	3	1	3	1	3	1	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—		Arc 2440,16	
2442,71	4	1	3	1	3	0	3	—	2	—	2	—	2		2	—			
2445,45	2	0	2	—	0	—	0	—											
2450,55	5	3	5	2	4	1	4	—	3	—	3	—	3	—	3	—		Arc 2450,53	
2467,64	4	3	4	2	4	1	4	00	4	—	4	—	3	—	3	—		Arc 2467,52	
2469,67	1	0	0	—	0	—	0	—											
2471,11	1	1	1	1	0	0	0	—	0	—	0	—	0	—	00	—		Arc 2471,10	
2476,02	0	—	0	—	0	—													
2481,30	1	—	0	—															
2482,18	1	0	1	0	1		1	—	1	—	1	—	0	—	0	—			
2483,51	0	0	—	0	—													Arc 2483,45	

2487,06	4	1	4	1	3	1	3	—	3	—	2	—	2	—	2	—	
2488,84	3	2	3	1	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 2488,81
2490,18	2 *d*	0	2	0	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2 *n*	—	Arc 2490,23
2495,9	2	1	2	1	2	0	2	—	2	—	2	—	1	—	1	—	Arc 2495,9
2498,60	3	2	3	1	3	0	2	00	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 2498,6
2504,16	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	Arc 2504,15
2506,04	1	1	1	0	0	0	0	00	0	—	00	—					Arc 2506,04
2508,62	1	1	1	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 2508,62
2510,82	0	0	0	—	0	—											
2513,99	4	2	4	2	4	1	3	0	3	—	3	—	3	—	3	—	Arc 2514
2515,73	3	1	2	1	2	1	2	1	2	1	2	0	2	—	2	—	Arc 2515,68
2517,27	0	—	0	—	0	—											Arc 2517,27
2520,66	0	—	0	—	0	—											
2523,64	1	—	1	—	0	—											
2524,42	2	1	1	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 2524,42
2526,04	2	1	1	0	1	0	1	—	1	—	0	—	0	—	0	—	
2536,5	2	0	1	0	1	—	1	—	0	—	0	—	0	—			Arc 2536,5
2539,31	3	1	2	1	2	1	2	0	2	00	2	—	2	—	1	—	Arc 2539,31
2549,5	2 *d*	1	2	0	2	00	2	—	1	—	0	—					Arc 2549,5
2552,35	2	0	1	0	1	—	1	—	0	—							Arc 2552,35
2555,9	0	—	0	—													
2572,62	3	1	3	1	3	0	2	—	2	—	2	—	2	—	1	—	Arc 2572,70
2574,89	0	—	0	—													
2581,07	1	—	1	—	0	—											
2591,12	1	—	1	—	0	—	0	—	00	—	00	—					
2595,50	0	0	0	00	0	—	0	—	0	—	0	—	00	—	00	—	
2603,24	0	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	Arc 2603,24
2611,48	2	1	2	1	1	1	1	1	0	1	0	—	0	—	0	—	
2616,78	3	1	3	1	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	1	—	Arc 2616,8
2621,18	1	—	0	—	0	—	0	—									
2625,42	3	2	3	2	3	1	3	0	3	—	2	—	2	—	2	—	
2628,13	3	2	3	2	3	2	3	1	3	00	3	—	3	—	2	—	Arc 2628,13
2635	0	—	0	—	0	—	0	—									
2639,49	1	1	1	1	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 2639,49
2647,02	3	2	3	2	3	1	3	—	3	—	3	—	3	—	2	—	Arc 2646,98
2650,95	3	2	3	2	3	0	3	—	3	—	3	—	2	—	2	—	Arc 2650,95
2659,53	7	3	7	3	7	2	7	1	7	1	7	1	6	1	6	0	Arc 2659,60
2661,72	1	—	1	—	0	—	0	—									
2674,66	0	—	0	—													Arc 2674,6

Long. d'onde	O_0	H_0	O_1	H_1	O_2	H_2	O_3	H_3	O_4	H_4	O_5	H_5	O_6	H_6	O_7	H_7	Observ. dans O	Observ. dans H
2677,25	2	1	2	1	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 2677,25	
2679,13	3	1	3	1	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	1	—		
2698,49	1	1	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 2698,51	
2702,49	4	2	4	2	4	2	3	1	3	0	3	—	3	—	3	—	Arc 2702,49	
2705,98	3	2	3	2	3	2	3	0	3	00	3	—	3	—	3	—	Arc 2705,99	
2717,7	2	0	2	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		
2719,1	3	1	3	1	3	1	3	00	3	—	3	—	3	—	3	—	Arc 2719,1	
2726,48	1	0	1	—	1	—	0	—	0	—								
2729,99	1	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—	Arc 2730	
2734,03	5	3	4	3	4	2	4	0	4	—	4	—	4	—	4	—	Arc 2734,03	
2747,66	3	1	3	1	2	1	2	1	2	0	2	—	2	—	1	—	Arc 2747,66	
2753,97	1	0	1	0	1	—	0	—	0	—							Arc 2753,9	
2755	3	2	3	2	2	2	2	1	2	0	2	—	2	—	2	—	Arc 2755	
2763,34	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—				
2769,94	0	—	0	—													Arc 2769,94	
2771,81	1	0	1	0	1	00	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 2771,81	
2774,90	4	2	4	2	3	2	3	—	3	—	3	—	3	—	3	—	Arc 2774,9	
2788,73	1	0	0	—	0	—	0	—	00	—	00	—						
2793,39	5	3	5	2	5	1	5	—	5	—	5	—	4	—	4	—	Arc 2793,39	
2794,36	5	3	5	2	5	2	5	2	5	2	5	0	5	00	4	—	Arc 2794,36	
2808,98	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—						
2813,48	2	0	2	0	2	—	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—		
2822,67	2	0	2	0	2	—	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—		
2830,39	4	2	4	2	4	2	4	00	4	—	4	—	3	—	3	—	Arc 2830,39	
2831,60	0	—	0	—														
2834,76	0	0	0	—													Arc 2834,8	
2842,16	0	—	0	—	0	—												
2844,46	0	—	0	—	0	—											E. H.	
2861,74	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—	0	—		
2865,10	2	0	2	—	2	—	1	—	1	—	1	—	0	—				
2875,20	3	0	2	0	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—				
2875,90	3	1	3	1	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—		
2890,51	1	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—	Arc 2890,5	
2894	2	1	2	0	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 2894	
2897,96	2	0	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	1	—	Arc 2898	
2899,80	2	0	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	1	—		

2913,68	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		Arc 2913,68
2919,45	0	00	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—	00	—		Arc 2919,45
2929,90	4	2	4	2	4	1	4	0	4	—	3	—	3	—	3	—		Arc 2929,90
2942,82	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—	0	—		Arc 2942,82
2944,88	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—	0	—		Arc 2944,88
2958,64	3	0	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	1	—	0	—		
2960,88	3	0	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	1	—	0	—		Arc 2960,88
2964,8	0	0	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—					E. H.	
2971,39	2	—	2	—	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—			E. H.	
2973,9	2	—	2	—	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—				
2983,37	5	—	0	—														Arc 2983,37
2998,08	7	3	7	3	7	2	6	0	6	—	6	—	5	—	4	—		Arc 2998,08
3001,29	4	1	4	1	3	0	3	—	2	—	2	—	2	—	2	—		Arc 3001,29
3017,39	2	0	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—				
3023	2	—	0	—														Arc 3022,97
3036,52	2	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		Arc 3036,52
3042,74	4	1	4	1	3	0	3	—	3	—	3	—	3	—	3	—		Arc 3042,74
3047,34	3	—	3	—	3	—	3	—	3	—	3	—	3	—	3	—	E. H.	
3064,82	8	2	8	2	8	2	8	1	8	0	8	0	7	0	7	00		Arc 3064,82
3076,82	0	—	0	—														
3084,19	1	—	0	—														Arc 3084,19
3122,8	1	—	0	—	0	—											E. H.	
3139,47	4	—	3	—	2	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		Arc 3139,47
3156,69	0	0	0	0	0	—												Arc 3156,69
3159,22	3	—	3	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—		Arc 3159,22
3198,16	0	—	0	—														
3200,89	1	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—		Arc 3200,89
3204,19	2	1	2	0	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—		Arc 3204,49
3240,32	1	—	0	—														Arc 3240,32
3243,87	1	—	1	—	0	—	0	—										
3256,06	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	0	—	0	—		Arc 3256,06
3261,86	2	—	0	—														Arc 3261,86
3282,36	1	1	0	0	0	0	0	0	0	—	0	—	0	—	0	—		Arc 3282,36
3288,68	2	0	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—			E. H.	
3290,30	2	0	1	—	0	—	0	—	0	—	0	—	0	—				Arc 3290,30
3302,05	5	3	4	2	3	1	3	0	3	00	3	—	3	—	3	—		Arc 3302,05
3315,2	2	0	1	—														Arc 3315,2
3324	2	0	1	—														Arc 3324
3377,33	7	—	3	—														

3390,43	10	—	5	—	0	—											
3408,3	10	2	8	1	5	0	5	—	5	—	5	—	5	—	5	—	Arc 3408,3
3432,01	0	—	0														Arc 3432,01
3471,08	8	—	4	—	0	—	0	—									
3483,57	2	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 3483,57
3485,42	2	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 3485,42
3498,3	2	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	
3536	2	0	1	—	0	—											
3607	0	0	0														
3628,3	1	1	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 3628,3
3629,01	1	1	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 3629,01
3643,3	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 3643,3
3706,67	2	1	1	1	1	1	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 3706,67
3730	2	1	1	0	0	0	0	0	0	0							
3898,9	3	0	2	0	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 3898,9
3900,9	3	0	2	0	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 3900,9
3923	3	0	2	0	2	0	2	—	2	—	2	—	2	—	2	—	Arc 3923
3948	2	1	1	1	0	—	0	—									Arc 3948
3966,51	2	1	1	1	0	—	0	—									Arc 3966,51
3970,22	2	1	1	1	0	—	0	—									
4046,60	×	×	2	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	
4118,8	×	/	2	0	1	0	1	—	1	—	1	—	1	—	1	—	Arc 4118,8

× L'observation n'était pas possible, par suite de la solarisation de la plaque.

Platine.

La décharge est produite entre deux tiges de platine cylindriques de 2 mm de diamètre, provenant de la maison Heraeus, Hanau. L'étincelle est un peu moins lumineuse qu'avec les autres métaux : dans l'hydrogène, sa clarté diminue rapidement, avec l'augmentation de la self-induction.

La division habituelle des lignes spectrales d'un métal, en raies d'étincelle et en raies d'arc, ne peut pas être employé pour le platine. On y trouve des raies d'arc et d'étincelle qui sont très faibles, et des raies d'étincelle et d'arc qui sont plus fortes et réfractaires à la self-induction. Les raies réfractaires sont dans le spectre de cet élément les plus nombreuses.

Dans l'hydrogène, l'intensité des lignes est considérablement diminuée ; elles disparaissent très vite sous l'influence de la self-induction. Sur les 206 lignes du platine que nous avons mesuré, 3 seulement sont très peu visibles dans le dernier spectre. Au contraire dans l'oxygène la plus grande partie des lignes a encore une intensité appréciable dans le dernier spectre photographié.

Monsieur Berndt signale à propos du platine, dans le travail que nous avons déjà cité, un fait intéressant[1] ; le spectre de ce métal est d'abord peu affecté par la self-induction croissante, puis subitement pour une valeur un peu plus grande de la self-induction tout le spectre est considérablement affaibli. Nous n'avons pas constaté cette diminution pour les spectres obtenus dans l'oxygène. Mais dans l'hydrogène la diminution est très nette, dès le troisième spectre presque toutes les lignes du métal ont disparu. Remarquons que dans l'hydrogène pour la même valeur de la self-induction, l'intensité du courant est 2,3 fois moindre.

Dans le spectre du platine, M. Kayser[2] trouve 6 paires de lignes entre lesquelles existe la même différence de fréquence.

Ce sont avec les caractéristiques observées dans nos spectrogrammes :

1° 3323,91 et 3240,32. – Deux lignes faibles, la première un peu plus forte.

[1]) BERNDT, loc. cit., p. 27.

[2]) H. KAYSER, Über die Bogenspektren der Elemente der Platingruppe. Abhandlungen der Königlichen Akademie der Wissenschaften. Berlin 1897.

2° 3139,50 et 3064,82. – Lignes assez intenses, la première un peu plus faible disparaît rapidement ; elle n'apparaît pas dans *H*.

3° 2998,08 et 2929,90. – Lignes assez intenses, la première surtout ; elles disparaissent en même temps dans *H*.

4° 2766,74 et 2677,23. – La première n'a pas été observée dans nos spectres, la seconde garde dans l'oxygène une intensité constante.

5° 2705, 98 et 2650,93. – Lignes d'intensité égale ; la première est un peu plus réfractaire.

6° 2628,12 et 2467,50. – Lignes assez intenses ; la première plus intense résiste mieux dans l'oxygène ; la seconde moins intense est plus réfractaire dans l'hydrogène.

On voit qu'il existe une certaine corrélation entre ces 2 lignes formant un groupe ; elles se comportent à peu de choses près de la même façon.

Nous avons mesuré sur le spectrogramme du platine 310 lignes, dont 206 appartenant à ce métal. Parmi les impuretés nous trouvons le *Cu*, le *Ni*, le *Fe*, le *Pd*, le *Rh*, le *Ru*, l'*Jr*, le *Hg*. Toutes ces impuretés, sauf le *Cu*, donnent des lignes très faibles plus visibles dans l'oxygène que dans l'hydrogène.

Conclusion.

Laissant de côté la méthode systématique que nous avons proposée pour le réglage du spectrographe, ainsi que les appareils nouveaux décrits dans la IIe partie, nous ne nous occuperons dans cette conclusion que des résultats spectroscopiques et électriques de nos recherches.

L'étude de l'influence de la self-induction sur l'intensité des lignes spectrales, par MM. Berndt, Hemsalech, Néculcéa, a montré l'existence d'une relation entre la valeur de la self et la disparition des lignes ; cette relation n'a rien d'absolu, puisque nous avons établi que, suivant les conditions électriques du circuit, les mêmes lignes ne disparaissaient pas pour les mêmes self-inductions.

En substituant dans ce travail à la notion de self-induction celle d'intensité maximum du courant, l'explication, soit des divergences entre nos travaux et ceux de nos prédécesseurs, soit des divergences de nos prédécesseurs entre eux, nous a été facile. Nous avons

montré dans la troisième partie que l'expression de l'intensité maximum du courant renfermait tous les éléments suffisants à une représentation complète des conditions électriques.[1] La fréquence, qui est en première approximation une fonction linéaire de l'intensité, peut aussi au besoin remplacer la notion d'intensité maximum.[2]

Il est donc plus exact et plus logique d'introduire la notion d'intensité maximum du courant plutôt que celle de la self-induction. Nous avons vu aussi que les mesures des constantes du circuit doivent être faites à haute fréquence, et qu'il est erroné d'introduire dans les calculs les valeurs obtenues par les méthodes ordinaires.

Rappelons que la spectrographie ne peut nous donner des phénomènes qu'une indication qualitative.

En estimant par comparaison l'intensité d'une ligne spectrale, et en indiquant les conditions sous lesquelles le spectre a été obtenu, nous établissons une relation à dépendances extrêmement nombreuses entre le noircissement de la plaque photographique et l'intensité maximum du courant dans l'étincelle. Le phénomène est si compliqué, que le noircissement n'est pas la mesure directe de l'intensité du courant dans tout le domaine spectral ; la spectrographie indique seulement que, pour une variation de l'intensité du courant, le noircissement varie dans le même sens ou dans le sens contraire.

«Je dis souvent, a écrit Lord Kelvin, que si vous pouvez mesurer ce dont vous parlez et l'exprimer par un nombre, vous savez quelque chose de votre sujet, mais si vous ne pouvez pas le mesurer, si vous ne pouvez pas l'exprimer en nombre, vos connaissances sont d'une pauvre espèce et bien peu satisfaisantes ; ce peut être le commencement de la connaissance, mais vous êtes à peine, dans vos pensées, avancés vers la science, quel qu'en puisse être le sujet.»

Nous avons pu, dans ce travail, mesurer «ce dont nous parlons»

[1]) La formule $J_{max} = \frac{2\pi C V}{2\pi \sqrt{L C}}$ tient compte de toutes les données électriques du circuit :

L, la self-induction

C, la capacité variable avec la fréquence

et V, qui est fonction de la longueur de l'étincelle.

[2]) Si le produit $C V$ est approximativement constant, l'intensité du courant maximum est proportionnel à la fréquence ; dans nos mesures, cette hypothèse se vérifie à 5 % près.

que d'un seul côté ; les méthodes que Langley, Rubens et A. Becquerel ont employées pour l'étude des rayons infra-rouges, nous serviront peut-être, plus tard, à mesurer l'autre côté.

Malgré cette lacune, qui ne tient pas à nos recherches, mais à la spectrographie même, nous pouvons de nos résultats extraire quelques constatations importantes.

1° Les remarques qui accompagnent le tableau du spectre de chaque métal indiquent les relations que nous avons observées entre les lignes appartenant à des séries, ou faisant partie de doublets ou triplets.

En écartant quelques exceptions qui ont été soigneusement indiquées, nous pouvons pour les quatre premiers métaux étudiés (cadmium, zinc, étain, plomb) diviser les raies spectrales de l'étincelle oscillante en raies qui se retrouvent, soit dans l'arc, soit dans l'étincelle, et en raies qui n'ont été observées que dans l'étincelle. Quelque soit le gaz ambiant, les lignes de l'arc sont relativement peu affectées par la diminution de l'intensité du courant. Les lignes d'étincelles le sont au contraire beaucoup.

Les séries de Kayser et Runge et les relations harmoniques peuvent dans le spectre de quelques métaux servir de fondement à une classification des lignes : nous l'avons ébauché pour le zinc et le cadmium, le plomb et l'étain. Les triplets du zinc et du cadmium appartiennent plutôt à l'arc ; les doublets de ces mêmes métaux, ainsi que les lignes renversées que nous avons signalées, se comportent de façon caractéristique.

2° L'argent et le cuivre ont des spectres voisins, qui ne peuvent être classés comme nous l'avons fait plus haut. Les notions de lignes d'arc et de lignes d'étincelles sont tout à fait insuffisantes pour opérer le classement des lignes suivant les effets à la diminution de l'intensité du courant dans l'étincelle. Les séries encore très peu connues de ces métaux ne nous sont, dans ce cas, d'aucune utilité. Le spectre du nickel donne lieu aux mêmes remarques. Dans le platine nous avons pu caractériser quelques-unes des lignes des relations harmoniques de Kayser, sans trouver de relations plus générales.

Nous n'avons pas employé dans ce bref résumé la classification en 3 classes ; classification introduite par M. Hemsalech, non pas qu'elle nous semble inexacte, mais cependant insuffisante ; elle ne

tient d'ailleurs compte que de l'augmentation ou de la diminution de la self-induction et non de la diminution ou de l'augmentation de l'intensité du courant. De plus, nous avons trouvé, dans les limites indiquées, aucune ligne dont nous puissions dire avec certitude qu'elle augmente d'intensité sous l'action de la self-induction, et la classer dans la troisième catégorie.

3° Le spectre de l'oxygène est très intense pour l'intensité maxima du courant ; il disparaît assez vite, avec les valeurs décroissantes de cette intensité ; on trouve cependant des lignes de métal qui ont déjà disparu, lorsque sont encore visibles les lignes d'oxygène. La plupart des lignes de ce gaz sont situées vers le violet ; dans le cours de nos calibrations, nous avons trouvé quelques lignes que les tableaux d'Exner et Haschek ne contenaient pas ; par contre les tabelles de M. Berndt les indiquent comme lignes de l'air. Nous avons laissé ces lignes de côté, faute d'autre confirmation ; nous nous proposons d'en reprendre plus tard l'étude.

4° Nous avons vu dans le tableau qui accompagne la troisième partie que l'intensité du courant était 2,30 fois plus grande dans les décharges dans l'oxygène que dans les décharges dans l'hydrogène. Au point de vue de l'intensité des lignes spectrales, cette différence n'est pas seulement quantitative, elle est aussi qualitative. Dans l'oxygène, les spectres pris sous la désignation O_7 correspondent comme intensité du courant aux spectres pris dans l'hydrogène et dénommés H_2, de même O_1 correspond à H_0, etc., etc., cependant les lignes qui ont, pour une valeur donnée de l'intensité du courant, disparu dans l'oxygène n'ont souvent pas disparu pour la même valeur dans l'hydrogène; la réciproque s'observe aussi.

Le gaz ambiant a donc une *influence spécifique* sur l'intensité des lignes métalliques. Quelques lignes, un petit nombre, sont plus fortes dans l'hydrogène que dans l'oxygène ; ce sont surtout les lignes dues aux impuretés, en particulier, et de façon très nette, les lignes du carbone.

5° Dans l'hydrogène, les lignes spectrales des métaux sont plus nettes, *beaucoup plus fines* et moins intenses que dans l'oxygène. Les métaux, à point de fusion élevé, tels que l'argent, le cuivre, le platine, le nickel, ont beaucoup moins de lignes qui résistent, à faible intensité du courant, dans l'hydrogène.

Si l'on examine, dans le tableau en tête de la 5e partie, la variation de l'intensité du courant pour les plus grandes self-inductions, on voit d'une valeur à l'autre un assez faible écart. Il semble que pour la plupart des lignes de ces métaux, au-dessous d'une valeur facile à déterminer de l'intensité du courant, elles n'apparaissent plus. Au contraire, les métaux à point de fusion bas (zinc, cadmium, plomb, étain) donnent des spectres (lignes d'arc) qui apparaissent dans l'hydrogène, même aux plus faibles intensités du courant.

Nous n'avons trouvé aucune ligne du second spectre de l'hydrogène ; les lignes fortes et élargies du premier spectre diminuent d'intensité, en devenant beaucoup moins larges pour les intensités les plus faibles du courant.

6° Nous croyons avoir montré, dans ce travail, l'importance des mesures électriques à haute fréquence pour la spectroscopie. En introduisant la notion d'intensité maximum du courant nous avons pu élucider quelques apparentes contradictions, et fournir, en même temps, quelques faits nouveaux, sur lesquelles les recherches pourront s'exercer. Nous n'osons, à la fin de ce travail, bâtir, comme il en est l'usage, une hypothèse sur le mécanisme et la constitution du spectre de l'étincelle électrique ; nous nous contentons d'attirer l'attention des chercheurs sur le développement que peut prendre de ce côté la spectroscopie.

Depuis la rédaction de ce travail, M. Berndt, dans la Physikalische Zeitschrift du 1er janvier 1909, page 28, répond aux critiques que lui ont adressées MM. Hemsalech et Néculcéa. Il établit d'abord que pour la plupart les self-inductions, employées par M. Néculcéa, étaient plus petites et non plus grandes que celles que lui-même a utilisées dans son travail: Über den Einfluss von Selbstinduktion . . . . ., Halle 1901. Il indique ensuite que M. Hemsalech n'a fait que de calculer les selfs et ne les a pas mesurés. On ne peut ainsi les comparer, pas plus que les spectrogrammes pris dans ces conditions, avec d'autres selfs et d'autres spectrogrammes. Cependant, l'accord entre les résultats est relativement satisfaisant. M. Berndt donne l'explication suivante des divergences entre ses travaux et ceux de M. Néculcéa: l'intensité lumineuse de l'étincelle décroît avec l'augmentation de la self-induction: il faut donc augmenter le temps de pose à mesure qu'on augmente la self-induction. M. Berndt a institué ses expériences avec un temps de pose tel que pour chacun de ses spectres le noircissement de la plaque photographique soit approximativement le même: M. Néculcéa, pour autant qu'on peut s'en rendre compte en lisant son travail, a choisi un même temps de pose quelque soit la self-induction qui se trouve en circuit. Il est clair que dans les expériences de M. Berndt

devait apparaître un plus grand nombre de raies. Pour déterminer sûrement si une raie a disparu du spectre, ou si simplement son intensité lumineuse trop faible ne lui permet pas, pour un temps de pose donné, de s'imprimer sur la plaque photographique, il faut, d'après M. Berndt, faire des séries de clichés en tenant constant le produit par le temps de pose, de l'intensité lumineuse de l'étincelle mesurée photométriquement.

Nous ne savons pas jusqu'à quel point M. Berndt a raison de faire reposer sur le temps de pose de l'impression photographique les divergences que nous avons, à plusieurs reprises, signalées. Nous ne croyons pas, pour notre part, que cette explication soit suffisante. Dans le présent travail nous avons tenu le temps de pose constant, mais en le choisissant suffisamment grand, pour que dans le dernier spectre, obtenu avec le maximum de self-induction, un changement de simple au double dans le temps de pose ne fasse pas apparaître de nouvelles lignes. En augmentant le temps de pose jusqu'à l'obtention d'un noircissement égal de la plaque photographique pour tous les spectres, aucune comparaison entre les spectrogrammes n'est plus possible; on ne peut juger de l'influence de la self-induction sur l'intensité d'une ligne, car le temps de pose intervient dans le noircissement de la plaque; en augmentant le temps de pose ou le noircissement au cours des expériences, nous contrebalançons indirectement l'effet de la self.

D'ailleurs nous avons au cours de ce travail établi que la variation de la self-induction n'est pas la caractéristique de la variation des spectres d'étincelle; en introduisant la notion d'intensité maximum du courant, nous sommes parvenus à expliquer les divergences entre les différents travaux. Il serait dès lors intéressant de vérifier l'explication de M. Berndt, en tenant constant le produit de l'intensité maximum du courant par le temps de pose. Il serait peut-être plus judicieux de nous priver du concours douteux de la photographie, et d'étudier, au moyen de la pile thermo-électrique, l'influence de la variation de l'intensité maximum du courant sur le spectre de l'étincelle oscillante.

Fin.

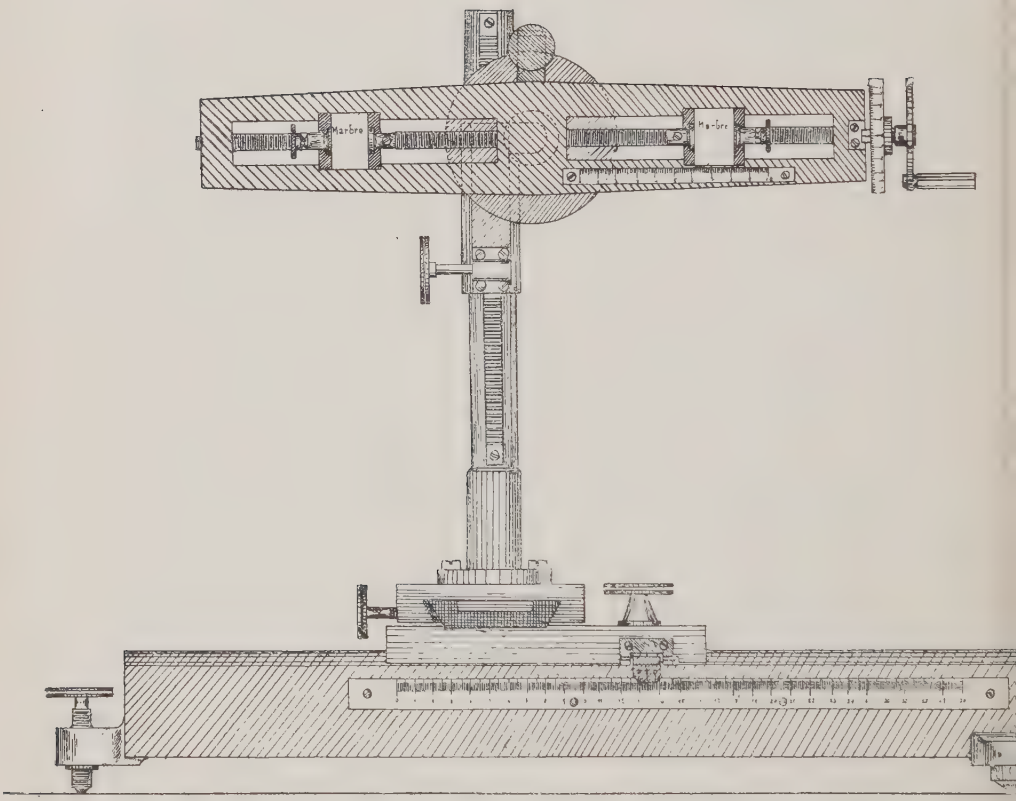
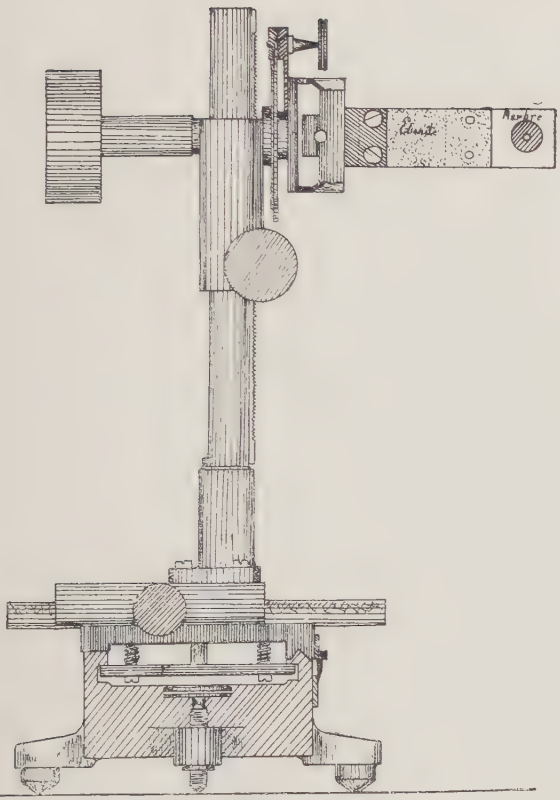


Figure 26: **Spectro-déflagrate**



précision (échelle $^1/_4$).

Curriculum vitæ.

Paul Joye, fils de Charles, de Romont, et de son épouse née Oberholz; je suis né à Romont le 29 mai 1881.

Je fis mes classes primaires à Fribourg; puis je suivis les cours du Collège St-Michel, section classique, pendant 4 ans. En octobre 1897, j'entrai dans la section technique de ce même Collège; je dus à cette époque interrompre mes études pour raisons de santé pendant deux ans; je sortis du Collège St-Michel en 1902, avec le diplôme de bachelier ès sciences.

En octobre 1902, je fus immatriculé à l'Université de Fribourg, Faculté des sciences, où je suivis les cours de Messieurs les Professeurs de Kowalski, Daniels, Lerch, de Thierry, et fréquentai les laboratoires de Messieurs les Professeurs de Kowalski et Bistrzycki. Trois ans après mon entrée à l'Université, au mois de décembre 1905, je fus nommé, par le Haut Conseil d'Etat, assistant au laboratoire de Physique. A ce moment deux notes signées par Monsieur le Professeur de Kowalski et moi parurent dans les Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, sous les titres de: Le spectre d'émission de l'arc électrique à haut tension; Le spectre de la zone critique.

Au mois d'octobre suivant, je commençai un travail qui devint par la suite cette thèse de doctorat: Influence de l'intensité maximum du courant sur le spectre de la décharge oscillante.

Qu'il me soit ici permis de remercier Messieurs les Professeurs de Kowalski, Lerch, Daniels, Bistrzycki, Gockel, de Thierry de l'intérêt qu'ils ont porté à mes études, et des bons conseils qu'ils m'ont donnés.

Je dois tout spécialement prier Monsieur le Professeur de Kowalski, dont je fus l'assistant, d'accepter l'expression de ma plus vive gratitude pour le soin avec lequel il m'a dirigé dans mes études et mes travaux.

Tables des matières.

Page

Introduction 1

Ire Partie. — **Le spectrographe et son réglage.**

Chapitre I. — Le spectrographe 6

Chapitre II. — Installation du spectrographe 10

1. Détermination de l'axe optique du collimateur 11
2. Installation du prisme 12
3. Installation de la source 12
4. Recherche du minimum de déviation 14
5. Installation au milieu de la plaque de la ligne qui se trouve au minimum de déviation 16
6. Recherche de la longueur focale du collimateur 17
7. Recherche de la longueur focale de la chambre photographique 21
8. Détermination de l'inclinaison de la plaque 23

IIe Partie. — **Production de l'étincelle électrique.**

Chapitre I. — Le circuit primaire 29

Chapitre II. — Le circuit secondaire 33

Chapitre III. — Les spectro-déflagrateurs 36

IIIe Partie. — **Mesures électriques dans le circuit de l'étincelle.**

Chapitre I. — Le calcul des oscillations électriques 43

Chapitre II. — Les mesures dans le circuit de l'étincelle . . . 52

1. Recherche de la longueur d'onde des oscillations électriques 56
2. Mesure des coefficients de la bobine de self-induction . . 57
3. Calcul de la capacité 59
4. Mesure de la différence de potentiel aux bornes des condensateurs. 61
5. Calcul de l'intensité maximum du courant 66

IVe Partie. — **Les mesures spectroscopiques.**

Chapitre I. — Obtention des spectres 69

Chapitre II. — Les méthodes de mesure et de calibration . . . 74

Chapitre III. — Exécution des mesures 78

Page

Ve Partie. — **Spectres comparés des métaux dans l'oxygène et l'hydrogène.**

Remarques préliminaires 83

Cadmium: tableaux 86
texte 89

Zinc: tableaux 92
texte 95

Etain: tableaux 98
texte 101

Plomb: tableaux 103
texte 106

Cuivre: tableaux 108
texte 114

Argent: tableaux 116
texte 122

Nickel: tableaux 123
texte: 135

Platine: tableaux 137
texte 143

Conclusion 144